PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 21. 25. Oktober 1906. 7. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 22 am 24. Oktober 1906.

INHALT.

78. **Versammlung deutscher Naturforscher und Ärzte zu Stuttgart vom 16. bis 22. September 1906.** S. 721.

Vorträge und Diskussionen von der 78. Naturforscherversammlung zu Stuttgart:

O. Lehmann, Die Gestaltungskraft fließender Kristalle. S. 722.

L. Grunmach, Über den Einfluß transversaler Magnetisierung auf die elektrische Leitungsfähigkeit der Metalle. Nach mit F. Weidert ausgeführten Versuchen. S. 729.

L. Grunmach, Experimentelle Bestimmung der Oberflächenspannung von verflüssigtem Sauerstoff und verflüssigtem Stickstoff. S. 740.

B. Straßer u. M. Wien, Anwendung der Teleobjektivmethode auf den Dopplereffekt von Kanalstrahlen. S. 744.

Chr. Füchtbauer, Über die Geschwindigkeit der von Kanalstrahlen und von Kathodenstrahlen beim Auftreffen auf Metalle erzeugten negativen Strahlen. S. 748.

U. Behn u. W. Heuse, Zur Demonstration der Abbeschen Theorie des Mikroskops. S. 750.

E. Sommerfeldt, Beobachtungen an optisch-aktiven Kristallen. S. 753.

M. Planck, Die Kaufmannschen Messungen der Ablenkbarkeit der β-Strahlen in ihrer Bedeutung für die Dynamik der Elektronen. S. 753.

F. Himstedt u. G. Meyer, Die Spektralanalyse des Eigenlichtes von Radiumbromidkristallen. S. 762.

H. W. Schmidt, Über die Absorption der β-Strahlen des Radiums. S. 764.

W. Hallwachs, Über die lichtelektrische Ermüdung. S. 766.

K. Kurz, Über den scheinbaren Unterschied der Leitfähigkeit der Atmosphäre bei positiver und negativer Ladung des Blattelektrometers. S. 771.

Th. Bruger, Über ein registrierendes elektrisches Widerstandsthermometer, welches für graphische Aufzeichnung von Fiebertemperaturen verwendbar ist. S. 775.

H. Witte, Über den gegenwärtigen Stand der Frage nach einer mechanischen Erklärung der elektrischen Erscheinungen. S. 779.

M. Reinganum, Eine neue Anordnung der Selenzelle. S. 786.

M. Reinganum, Zum Verhältnis von Wärmeleitung zu Elektrizitätsleitung der Metalle. S. [illegible].

O. Lehmann, Flüssige und scheinbar lebende Kristalle. S. 789.

R. Börnstein, Der neuerrichtete öffentliche Wetterdienst für Norddeutschland. S. 793.

R. Börnstein, Physikalische Unterrichtsübungen. S. 794.

H. Kauffmann, Farbe und chemische Konstitution. S. 794.

W. J. Müller u. J. Königsberger, Optische und elektrische Messungen an der Grenzschicht Metall-Elektrolyt. S. 796.

H. J. Reiff, Die Demonstration des Boyle-Mariotteschen Gesetzes. S. 803.

D. Vorländer, Über neue kristallinisch flüssige Substanzen. S. 804.

E. Wedekind, Über eine mit grüner Chemilumineszenz verbundene Reaktion. S. 805.

E. Wedekind, Über magnetische Verbindungen aus unmagnetischen Elementen. S. 805.

K. R. Koch, Über die Radioaktivität einiger Mineralquellen Württembergs. Nach den Untersuchungen von A. Heurung. S. 806.

G. Looser, Unterrichtsapparate. S. 807.

Personalien. S. 808.

78. Versammlung deutscher Naturforscher und Ärzte zu Stuttgart, vom 16. bis 22. September 1906.

Die Hauptstadt des schönen Schwabenlandes vereinigte in der vorletzten Septemberwoche dieses Jahres ca. 2000 Teilnehmer der 78. Versammlung deutscher Naturforscher und Ärzte. Obgleich die Tagung vom Wetter nicht gerade gefördert wurde und bezüglich der Wohngelegenheiten die Teilnehmer nicht ausnahmslos vom Glücke begünstigt waren, ist sicherlich der Kongreß in seiner Gesamtheit als ein äußerst wohlgelungener zu bezeichnen und insbesondere darf dies von den Arbeiten der physikalischen Sektion gesagt werden.

Am Sonntag Abend 8½ Uhr nahm der allgemeine Teil der Versammlung mit dem Begrüßungsabend in den Nebenräumen der Liederhalle seinen Anfang. Hier suchte man in drangvoll fürchterlicher Enge einen Überblick über die anwesenden Fachgenossen und Bekannten zu gewinnen und wohl dem, der für einige Zeit ein Sitzplätzchen zu gewinnen vermochte. Schon hier ließ die zahlreiche Schar der Fachgenossen für die physikalischen Sitzungen genußreiche Stunden voraussehen.

Der Vormittag des nächsten Tages, Montag den 17. September, brachte 9½ Uhr die feierliche Eröffnungsversammlung im großen Festsaale der Liederhalle, wo in Gegenwart des Königs zunächst die üblichen, hier besonders herzlichen Begrüßungsansprachen stattfanden. An diese schlossen sich die folgenden beiden Vorträge:

A. Gutzmer (Halle): Bericht der Unterrichtskommission deutscher Naturforscher und Ärzte.

Th. Lipps (München): Naturwissenschaft und Weltanschauung.

Am Montag Nachmittag begannen alsdann die Abteilungssitzungen und damit auch die eigentliche Tätigkeit der die Leser dieser Zeitschrift am meisten interessierenden Abteilung 2: Physik, einschließlich Instrumentenkunde und wissenschaftliche Photographie.

Die 6 Sitzungen dieser Sektion, von denen eine gemeinsam mit der chemischen Abteilung 4 stattfand, waren stets, auch bis zum letzten Vortrage, sehr zahlreich besucht und auch die Beteiligung an den Diskussionen war eine äußerst rege und bisweilen auch zweifellos fördernd. Es wurden in den 6 Abteilungssitzungen nicht weniger als 39 Themata behandelt; im einzelnen gestaltete sich die Tagesordnung der Sektionssitzungen wie folgt:

1. Sitzung, Montag, den 17. September, nachmittags 3 Uhr (im Hörsaal des physikalischen Instituts der technischen Hochschule.

Vorsitzender: Prof. Koch (Stuttgart).

1. Lehmann (Karlsruhe): Die Gestaltungskraft fließender Kristalle.
2. Kiebitz (Berlin): Fragment eines Referats von Drude „Über elektrische Schwingungen".
3. Grunmach (Berlin): Über den Einfluß transversaler Magnetisierung auf die elektrische Leitungsfähigkeit der Metalle, nach gemeinsam mit Dr. Franz Weidert ausgeführten Versuchen.
4. Grunmach (Berlin): Experimentelle Bestimmung der Oberflächenspannung von verflüssigtem Sauerstoff und verflüssigtem Stickstoff.

2. Sitzung, Dienstag, 18. September, vormittags 9 Uhr.

Vorsitzender: Prof. M. Planck (Berlin).

5. Zenneck (Braunschweig): Photographie von Wärmestrahlen.
6. Zenneck und Wien (Danzig): Spektralaufnahmen mit Teleobjektiv.
7. Straßer und Wien (Danzig): Anwendung der Teleobjektivmethode auf den Dopplereffekt von Kanalstrahlen.
8. Stark (Hannover): Spektra der positiven Gasionen.
9. Stark (Hannover): Translation und Strahlungsintensität.
10. Füchtbauer (Würzburg): Über die Geschwindigkeit der

von Kanalstrahlen und von Kathodenstrahlen beim Auftreffen auf Metalle erzeugten negativen Strahlen.
11. v. Baeyer (München): Über den Zeeman-Effekt bei schwachen Magnetfeldern.
12. Sommerfeldt (Tübingen): Beobachtungen an optisch-aktiven Kristallen.
13. Behn (Frankfurt a. M.): Zur Demonstration der Abbeschen Theorie des Mikroskops.

3. Sitzung (gemeinschaftliche Sitzung der Abteilungen 2 und 4), Dienstag, 18. September, nachmittags 3 Uhr (im Vortragssaal des Landesgewerbemuseums).

Vorsitzender: Prof. Bernthsen (Ludwigshafen).

14. H. Kauffmann (Stuttgart): Farbe und chemische Konstitution (Referat.)
15. Müller (Mülhausen i. Els.): Optische und elektrische Messungen an der Grenzschicht Metall-Elektrolyt nach Versuchen von Königsberger und Müller.
16. Trautz (Freiburg i. Br.): Beiträge zur Photochemie.
17. Wedekind (Tübingen): Magnetische Verbindungen aus unmagnetischen Elementen.
18. Wedekind (Tübingen): Über eine mit grüner Chemilumineszenz verbundene Reaktion.
19. Vorländer (Halle): Neue kristallinisch-flüssige Substanzen.

4. Sitzung, Mittwoch, den 19. September, vormittags 9 Uhr.

Vorsitzender: Prof. Lecher (Prag).

20. Planck (Berlin): Die Kaufmannschen Messungen der Ablenkbarkeit der β-Strahlen in ihrer Bedeutung für die Dynamik der Elektronen.
21. Meyer (Freiburg): Die Spektralanalyse des Eigenlichtes von Radiumbromidkristallen nach Versuchen von F. Himstedt und G. Meyer.
22. Precht (Hannover): Energie der α- und β-Strahlung des Radiums.
23. Schmidt (Gießen): Über die Absorption der β-Strahlen des Radiums.
24. Voller (Hamburg): Weitere Versuche über die Abnahme der Radioaktivität des Radiums im Zustande sehr feiner Verteilung.
25. Koch (Stuttgart): Über die Radioaktivität einiger Mineralquellen Württembergs, mitgeteilt nach Untersuchungen von A. Heurung.
26. Hallwachs (Dresden): Über die lichtelektrische Ermüdung.

5. Sitzung, Mittwoch, den 19. September, nachmittags 3 Uhr.

Vorsitzender: Prof. Goldstein (Berlin).

27. Hackh (Stuttgart): Die Kausalität der Energie.
28. Kurz (Gießen): Über den scheinbaren Unterschied der Leitfähigkeit der Atmosphäre bei positiver und negativer Ladung des Blattelektrometers.
29. Fischer (München): Erfahrungen über Herstellung tiefster Temperaturen und Messungen auf diesem Gebiet.
30. Looser (Essen): Vorführung eines Taupunktapparates.
31. Looser (Essen): Einige Versuche über strahlende Wärme.
32. Grüneisen (Charlottenburg): Über das Verhalten des Gußeisens bei kleinen elastischen Dehnungen

6. Sitzung, Donnerstag, den 20. September, vormittags 9 Uhr.

Vorsitzender: Prof. Ebert (München).

33. Bruger (Frankfurt a. M.): Über ein registrierendes elektrisches Widerstandsthermometer, welches für graphische Aufzeichnungen von Fiebertemperaturen verwendbar ist.
34. Witte (Wolfenbüttel): Über den gegenwärtigen Stand der Frage nach einer mechanischen Erklärung der elektrischen Erscheinungen.
35. Pictet (Berlin): Die Gewinnung von Sauerstoff und Stickstoff durch Destillation und Rektifikation der flüssigen Luft, nebst ihrer technischen Verwertung.
36. Archenhold (Berlin): Über die Registrierung einer Selenzelle während der totalen Sonnenfinsternis am 30. August 1905 in Burgos in Spanien.
37. Franck (München): Eine neue Wirkung, welche auftritt bei der Relativbewegung von Magnetismus und Materie und deren Zusammenhang mit dem thermischen Perpetuum mobile bezw. Carnotschen Prinzip. (Eine neue Art elektrischer Induktion.)
38. Reinganum (Freiburg i. B.): Eine neue Anordnung der Selenzelle.
39. Reinganum (Freiburg i. B.): Zum Verhältnis von Wärmeleitung zu Elektrizitätsleitung der Metalle.

Auch außerhalb der Sitzungen herrschte ein reger wissenschaftlicher Meinungsaustausch, der besonders bei den stets in mehr oder weniger größerem Kreise eingenommenen Mittags- und Abendmahlzeiten gepflegt wurde. Als besonders erfreulich darf verzeichnet werden, daß verhältnismäßig viele Fachgenossen in Begleitung ihrer Damen zur Naturforscherversammlung gereist waren. In dem an sich schon stets von gehobener Stimmung getragenen Abteilungsleben bildete einen besonderen Glanzpunkt ein sogenannter Frühschoppen, der aber in Wirklichkeit ein Gartenfest sein sollte und wegen Ungunst der Witterung sich in ein Festfrühstück verwandelte; dieses vereinigte eine große Zahl der Sektionsteilnehmer im gastlichen Heim des Herrn Prof. Koch (Kanstatt), und ihm, dessen aufopfernder Fürsorge auch das Gelingen der Sektionssitzungen großenteils zu verdanken ist, und seiner verehrten Gattin werden gewiß alle seine Gäste ganz besonderen Dank wissen. Als ein überaus glücklich arrangiertes und in jeder Weise wohlgelungenes Fest muß hier auch der große Empfang seitens der Stadt in den prachtvoll geschmückten Räumen des neuen Stuttgarter Rathauses erwähnt werden, an das gewiß jeder der Teilnehmer als an einen besonderen Genuß zurückdenken wird. Überhaupt dürfte die ganze 78. Tagung der Ges. d. Naturf. u. Ärzte wohl allerseits die besten Erinnerungen hinterlassen haben. Die nächstjährige Versammlung findet in Dresden statt.

E. Bose.

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN VON DER 78. NATURFORSCHERVERSAMMLUNG ZU STUTTGART.

O. Lehmann (Karlsruhe), Die Gestaltungskraft fließender Kristalle.

Plateaus Versuch zur Demonstration der Oberflächenspannung ist allgemein bekannt. Ein Öltropfen freischwebend in verdünntem Alkohol nimmt vollkommene Kugelform an. Verzerrt man ihn, etwa mittels zweier Stäbchen, so wird er, sich selbst überlassen, sofort wieder kugelförmig. Zerteilt man ihn in mehrere Tröpfchen, so rundet sich auch jedes dieser Teilstücke alsbald zu einer Kugel ab und fließen mehrere Tropfen zusammen, so ist das Ergebnis wieder eine vollkommene Kugel.

Daß unter gleichen Verhältnissen ein Flüssigkeitstropfen statt der Kugelform etwa die Form eines Oktaeders annehmen und sie bei Zer-

teilung oder beim Zusammenfließen mit andern in gleicher Weise bewahren könnte, galt bis vor wenigen Jahren für undenkbar — definierte man doch geradezu Flüssigkeiten als solche Körper, denen keine eigene Gestalt zukommt. Die polyedrische Form könnte ja auch nur die Folge anisotroper Struktur sein, die ausgeschlossen scheint wegen des ungeordneten Bewegungszustandes der Moleküle, welcher angenommen wird zur Erklärung der thermischen Ausdehnung und der Diffusionserscheinungen. Erst mit der Erstarrung verschwindet die Diffusion, die Moleküle behalten ihre relative Lage und ordnen sich (im Falle kristallinischer Erstarrung) zu regelmäßigen Punktsystemen oder Raumgittern; die isotrope Struktur geht in eine anisotrope über.

Dabei bedingt die Art der Aggregation der Moleküle (die Beschaffenheit des Raumgitters oder das Fehlen eines solchen im Falle der amorphen Erstarrung) die Eigenschaften der betreffenden Modifikation des Körpers, die deshalb ebenso wie der flüssige oder gasförmige Zustand als ein Aggregatzustand des Stoffs, nicht aber als neuer Stoff bezeichnet wird. Unmöglich kann darum ein Kristall wie der Plateausche Öltropfen flüssig sein; nicht einmal bei Anwendung äußeren Druckes kann er fließen, denn jede stetige Verschiebung der Teilchen aneinander würde eine Änderung des Raumgitters, somit der Eigenschaften im Gefolge haben. Fließt z. B. Eisen unter der Wucht der Hammerschläge oder unter dem Druck der Schmiedepresse, so wird die regelmäßige Anordnung der Moleküle zerstört, das ursprünglich kristallinische Eisen verwandelt sich in amorphes mit wesentlich geänderten Eigenschaften. Wohl behalten die Moleküle ihre Tendenz zu regelmäßiger Anordnung, aber sie können ihr nicht folgen, weil die innere Reibung, die ja auch beim Schmieden überwunden werden mußte, jede molekulare Umlagerung hindert. Nur im Laufe langer Zeiträume unter Einfluß andauernder Erschütterungen, welche geeignet sind, zur Überwindung der inneren Reibung beizutragen, ist Rückkehr zum früheren Zustand möglich, das Eisen wird von selbst wieder kristallinisch und ändert dabei (in einer dem Techniker sehr unerwünschten Weise) seine Eigenschaften. Unter Umständen kann auch das Raumgitter in ein anderes regelmäßiges Punktsystem übergehen, wobei die Änderung der Eigenschaften noch deutlicher hervortritt. Gelbes Quecksilberjodid wird beim Drücken und Ritzen rot, es geht in eine polymorphe Modifikation mit ganz anderen Eigenschaften über. Braun erstarrter Schwefel erhält, lange nachdem er auf gewöhnliche Temperatur abgekühlt ist, gelbe Flecken, die sich langsam ausbreiten, bis die ganze Masse in die dimorphe gelbe Modifikation umgewandelt ist. Schon die Langsamkeit, mit welcher die molekulare Umlagerung erfolgt, spricht dafür, daß auch beim Übergang eines Raumgitters in ein anderes die innere Reibung überwunden werden muß. Ferner lassen sich sowohl die gelbe wie die braune Modifikation bis zum Schmelzen erhitzen, ohne daß Umwandlung eintritt; dazu wäre eben eine mechanische Kraft erforderlich, welche die Umänderung des Raumgitters entgegen der inneren Reibung bewirken kann. Von selbst entsteht eine solche Kraft durch Wirkung der Wärme oder Kälte, denn es gibt „Grenztemperaturen", welche die Temperaturänderung nicht überschreiten darf, falls Umwandlung vermieden werden soll.

Dies waren die Ansichten vor 30 Jahren. Ich beschäftigte mich damals mit der bei Erhitzung über 146 Grad entstehenden dunkelgelben Modifikation des Jodsilbers, die für eine zähe Flüssigkeit gehalten wurde. Sie leitet auch den Strom ebensogut wie die bei weiterem Erhitzen daraus entstehende leichtflüssige Schmelze und die Geschwindigkeit der Silberionen ist, wie ich später fand, in beiden Fällen die gleiche, nur die Jodionen begegnen anscheinend unüberwindlich großem Widerstand. Zu meiner Überraschung fand ich aber unter dem Mikroskop, daß die zähe Masse keineswegs eine gewöhnliche Flüssigkeit ist, sondern ein Aggregat äußerst weicher regulärer oktaedrischer Kristalle, welche beim Drücken fließen, wie wenn sie flüssig wären. Dabei nähern sich, trotz der eingreifenden Störung des Raumgitters, die Eigenschaften nicht denjenigen des amorphen Zustandes, die Kristalle wachsen wie zuvor und behalten ihren scharfen Schmelzpunkt, während amorphe Körper allmählich erweichen und fest werden, und nicht wachsen können wie Kristalle. Ebensowenig zeigte sich eine sprungweise Änderung der Farbe wie bei HgJ_2, welche als Übergang in eine polymorphe Modifikation hätte gedeutet werden können. Der bestehenden Theorie gemäß blieb also nur übrig anzunehmen, es finde eine Zertrümmerung der Kristalle in winzige, trotz der angewandten starken Vergrößerung unsichtbare Splitter statt, deren Raumgitter seine Beschaffenheit behält und deren Zusammenhang durch eine der Kohäsion gleiche Adhäsion erhalten bleibt, so daß der Eindruck des Fließens vorgetäuscht wird. Eine solche Zertrümmerung hätte sich aber verraten müssen durch Vermehrung des Volums, d. h. Verminderung der Dichte, sowie durch Trübung der Masse infolge der Entstehung zahlloser winziger Spalten und Hohlräume. Auch davon war nichts zu bemerken. Die Trümmer konnten nur einzelne Moleküle sein; es lag also der Beweis vor, daß entgegen der herrschenden Theorie des Amorphismus

und Polymorphismus das Raumgitter eines Kristalls beliebig gestört werden kann, ohne daß wesentliche Änderung der Eigenschaften erfolgt. Diese Theorien, welche wahres Fließen von Kristallen als unmöglich hinstellten, waren widerlegt.

In Anbetracht ihres großen Ansehens — sie werden meines Wissens auch heute noch in allen Lehrbüchern den Betrachtungen zugrunde gelegt — hätte ich doch nicht gewagt daran zu zweifeln, wenn ich nicht auf einem zweiten ganz unabhängigem Wege zu ganz gleichem Ergebnis gekommen wäre.

Ist die polymorphe Umwandlung einfach ein Übergang von einer Raumgitteranordnung zu einer andern ohne Änderung der Moleküle selbst, so kann in solchen Fällen, wo Erhöhung oder Erniedrigung der Temperatur genügt, sie in einem oder anderm Sinne hervorzurufen, da der Widerstand der inneren Reibung überwunden werden muß, keine „Umwandlungstemperatur" existieren, derart, daß die geringste Über- oder Unterschreitung derselben, somit die geringste Kraft, Umwandlung in einem oder andern Sinne veranlaßt; es kann nur „Grenztemperaturen" geben, bei welchen die durch die thermische Änderung geweckte molekulare Spannung ausreichend ist, den Widerstand der inneren Reibung zu überwinden. Mein Kristallisationsmikroskop, welches rasche und feine Abstufung der Temperaturen ermöglicht, lieferte aber den Beweis, daß eine scharf bestimmbare Umwandlungstemperatur existiert, falls nur die beiden Modifikationen in inniger Berührung sind.

Hieraus zog ich den Schluß, daß die polymorphe Umwandlung nicht einfach auf Änderung des Raumgitters beruhen kann, sondern daß sich dieses deshalb ändert, weil die Moleküle selbst eine Änderung erfahren, somit ganz neue Kräfte in Tätigkeit kommen.

Die weitere Beobachtung, daß die Dissoziation und Rückbildung lockerer chemischer Verbindungen, die teilweise ebenfalls im festen Zustande bei Temperaturänderung erfolgt, durchaus analog verläuft wie die polymorphe Umwandlung, wurde eine neue Stütze dieser Auffassung. Von selbst ergab sich dann die Ausdehnung derselben auf den flüssigen und gasförmigen sogenannten Aggregatzustand und damit die Möglichkeit, auch Mischungen zweier solcher Zustände anzunehmen, z. B. Lösung von Eis in Wasser, was natürlich keinen Sinn hat, solange man die Moleküle beider als identisch betrachtet. Der Erstarrungspunkt wurde naturgemäß der Sättigungspunkt dieser Eislösung, überkühltes Wasser übersättigte Eislösung und, könnte die Überkühlung bis zu amorpher Erstarrung weiter getrieben werden, so wäre das amorphe Wasser aufzufassen als eine Mischung von Wassermolekülen mit den Molekülen der verschiedenen Eismodifikationen. Damit war ein Einblick in das Wesen der amorphen Modifikationen gewonnen. Sie waren allerdings unregelmäßige Molekularaggregate, aber nicht aus gleichartigen, sondern aus verschiedenartigen Molekülen bestehend, was die alte Kontinuitätstheorie für ausgeschlossen hielt, da identische Moleküle sich nicht mischen können.

In keiner Weise ist man also berechtigt, aus dem Widerspruch gegen die alte Theorie des Polymorphismus und des Amorphismus abzuleiten, die beobachtete Plastizität der Jodsilberkristalle sei nur eine scheinbare. Die Zeiten, wo ein Philosoph solchen Widerspruch abtun konnte mit den Worten: „Um so schlimmer für die Tatsachen", sind vorbei. Die Jodsilberkristalle fließen wirklich und man kann sich somit die Frage vorlegen, ob sie freischwebend wie der Plateausche Öltropfen auch unter dem Einfluß ihrer eigenen Oberflächenspannung fließen und welche Form sie dabei annehmen, Kugelform oder ihre normale Oktaederform. Zur Beantwortung dieser Frage sind sie freilich ebensowenig geeignet als etwa ein Siruptropfen für den Plateauschen Versuch. Im Laufe der Jahre fanden sich aber eine Menge besserer Beispiele, so das Ammoniumoleat, welches aus Alkohol in spitzen einachsigen Pyramiden kristallisiert, die, in Berührung gebracht, zu größeren Pyramiden zusammenfließen — Demonstration[1]) — und Vorländers Parazoxybenzoesäureäthylester, welcher in einachsigen Prismen mit Basis auftritt, die ausgesprochenen Dichroismus (weißgelb) zeigen und in gleicher Weise zusammenfließen, sowie sie sich berühren, ja sich dabei mit sehr erheblicher Kraft parallel richten. — Demonstration.[2])

Daß diese fließenden Kristalle nicht wie der Plateausche Öltropfen durch ihre Oberflächenspannung zu einer Kugel zusammengedrückt werden, ist offenbar die Wirkung einer Kraft, deren Natur noch näher zu untersuchen wäre. Ich nannte sie Gestaltungskraft.

Man hat als Charakteristikum der festen Körper häufig ein gewisses Maß innerer Reibung betrachtet, solche kommt aber auch Flüssigkeiten zu. Lassen wir beispielsweise einen Sirupfaden in einer spezifisch gleich schweren Mischung von Xylol und Chloroform schweben, so dauert es sehr lange, bis ihn die Oberflächenspannung entgegen der Wirkung der inneren Reibung, die der Geschwindigkeit pro-

1) Siehe O. Lehmann, Flüssige Kristalle, S. 38, Fig. 33; Taf. 6, Fig. 3. Leipzig, W. Engelmann 1904.

2) l. c. S. 37, Fig. 31; Taf. 3, Fig. 4. Außerdem war von Herrn Vorländer eine von ihm selbst hergestellte Photographie fließender Kristalle mit fast ebenen Endflächen und zylindrischen Seitenflächen freundlichst zur Verfügung gestellt.

portional ist, also nur bei sehr langsamer Formänderung unmerklich wird, zu einer Kugel zusammengedrückt hat. Auf alle Fälle wird dies aber schließlich geschehen, wenn der Sirup wirklich flüssig ist, während ein fließender Kristall dauernd seine Form behält. Mit innerer Reibung kann somit die Gestaltungskraft nicht identisch sein.

Lassen wir bei dem genannten Versuch die Temperatur immer mehr abnehmen bis unter den Punkt, bei welchem sich Verschiebungselastizität einstellt, d. h. der Sirupfaden amorph erstarrt, so wird freilich die Kugelform nicht mehr erreicht, er behält wie der fließende Kristall seine Form dauernd. Könnte also die Gestaltungskraft identisch sein mit Verschiebungselastizität? Keineswegs, denn die Elastizität sucht lediglich die Form, welche der Körper besitzt, zu erhalten, sie ist unfähig, eine neue Form zu erzeugen. Denken wir aber einen freischwebenden fließenden Kristall etwa durch Beschneiden zu einer Kugel geformt, so sucht er alsbald die normale Gleichgewichtsform wieder anzunehmen, er streckt sich also z. B. zu einem prismatischen Stäbchen aus. Solche Wirkungen kann die Elastizität niemals hervorbringen, eine zur Kugel beschnittene Masse hat kein Bestreben, sich in die Länge zu strecken, Elastizität und Gestaltungskraft sind also durchaus verschieden.

Es bleibt noch übrig, die Gestaltungskraft in Beziehung zu bringen zu der Expansivkraft (dem osmotischen Druck), welche nach der kinetischen Theorie jede Flüssigkeit besitzt infolge des Bewegungszustandes ihrer Moleküle, die aber im Gleichgewicht gehalten wird durch den infolge der Kohäsion auftretenden Binnendruck. Warum führt nun bei fließenden Kristallen dieses Gleichgewicht nicht wie bei anderen Flüssigkeiten zur Bildung einer Kugel? Ist, wie Curie angenommen hat, die Oberflächenspannung an verschiedenen Stellen der Kristalloberfläche verschieden? Ich halte dies für ausgeschlossen, denn ähnlich wie bei halbbegrenzten Tropfen müßten solche Verschiedenheiten zu beständiger Strömung in dem fließenden Kristall Anlaß geben.

Demnach bleibt nur übrig anzunehmen, die Expansivkraft wirke nach verschiedenen Richtungen mit verschiedener Stärke, was man sich plausibel machen kann durch die Hypothese, die Moleküle hätten eine stark von der Kugelform abweichende Gestalt oder mindestens beträchtliche Anisotropie hinsichtlich ihrer Kraftwirkungen, etwa durch ungleichmäßige Verteilung der in ihnen enthaltenen Elektronen. Man hat die Expansivkraft eines Gases zu verdeutlichen gesucht durch die Stöße, welche Erbsen auf die Wände einer Schachtel ausüben, in welcher sie geschüttelt werden. Denkt man sich die Erbsen ersetzt durch lange Drahtstifte, so werden sich diese den längsten Seiten der Schachtel parallel zu richten suchen — man kann von einer hervortretenden Richtkraft sprechen — und die Stöße auf die verschiedenen Wände werden verschieden stark ausfallen, vielleicht würde die Schachtel, wenn sie ausziehbar ist, sich infolgedessen verlängern. So kann man sich auch vorstellen, daß in einem Flüssigkeitstropfen mit stark anisotropen Molekülen sich eine molekulare Richtkraft geltend macht, die anisotrope Struktur erzeugt und infolge davon Anisotropie der Expansivkraft, derart, daß einzelne Stellen der Oberflächenhaut stärker hervorgetrieben werden als andere und Polyederform entsteht, wie bei festen Kristallen, wenn auch mit gerundeten Kanten und Ecken.

Auf eine stark von der Kugelform abweichende Gestaltung der Moleküle kann man schon schließen aus der Doppelbrechung und dem Dichroismus der fließenden Kristalle, nachdem sich die herkömmliche Vorstellung, die optischen Eigenschaften seien lediglich durch die Raumgitteranordnung bestimmt, als unhaltbar erwiesen hat und die mechanische Undulationstheorie des Lichtes der elektromagnetischen hat weichen müssen.

Zu derselben Vorstellung führt die Beobachtung, daß sich bei mechanischer Deformation fließender Kristalle die Auslöschungsrichtungen entsprechend den Zug- und Druckrichtungen ordnen und ein beliebig kompliziertes Aggregat schließlich einheitlich auslöschend wird, eine Erscheinung, die ich als erzwungene Homöotropie bezeichnet habe. Der veränderten inneren Struktur folgt auch die äußere Form, wie man leicht konstatieren kann bei fließenden Kristallen von Ammoniumoleat in alkoholischer Lösung beim Hin- und Herschieben des Deckglases. — Demonstration.[1])

Besonders auffällig sind die Erscheinungen bei Paraazoxyzimtsäureäthylester. Dessen fließende Kristalle haben die Form optisch einachsiger Prismen oder hemimorpher Pyramiden, welche, in der Richtung der Achse gesehen, weiß erscheinen, in allen anderen Richtungen gelb. — Vorzeigung von Modellen. Preßt man ein Aggregat solcher Kristalle, wie es sich beim Abkühlen der Schmelze bildet, zwischen Objektträger und Deckglas durch Andrücken des letzteren mit der Präpariernadel, so wird die ganze Masse weiß und zwischen gekreuzten Nicols dunkel, ein Zeichen, daß sich an allen Stellen die Moleküle so gerichtet haben, daß die optische Achse senkrecht zur Glasfläche steht. Man kann sich dies wohl nur so deuten, die Moleküle hätten die Form von Blättchen,

1) l. c. Taf. 8, Fig. 1 u. 2.

deren optische Achse senkrecht zu ihrer Ebene steht. Entsprechend dieser Auffassung fühlt man beim Zusammendrücken in der Richtung der Achse beträchtlich größeren Widerstand als quer dazu. Erwärmt man die weiß gewordene Masse, so erhält sie da, wo das Schmelzen eintritt, die Berührung mit dem Glase also aufgehoben wird, gelbe Flecke, indem sich dort die Oberflächenspannung wieder geltend macht und Zerteilung in einzelne Kristallindividuen herbeizuführen sucht. — Projektion.[1])

Scheiden sich die Kristalle bei etwas niedrigerer Temperatur (also aus minder konzentrierter Lösung) aus, so scheinen sie etwas Lösungsmittel aufzunehmen und hierdurch leichtflüssiger zu werden. Gleichzeitig wird die Anisotropie bezüglich der inneren Reibung geringer, die Form nähert sich der Kugelform, doch bleibt an der der Basis der hemimorphen Pyramide entsprechenden Stelle eine Abplattung, von deren Mitte sich eine eigentümliche Schliere gegen das Kugelzentrum hinzieht, wohl bedingt durch konische Anordnung der Moleküle um die Achse. — Projektion.[2])

Fließen zwei Kristalle zusammen, so erzeugt das als spontane Homöotropie bezeichnete Bestreben, einheitliche Form und Struktur anzunehmen — vorausgesetzt, daß sie nicht in Zwillingsstellung zusammentreffen — im Verein mit der Oberflächenspannung auffallende Bewegungserscheinungen, in welchen man ein weiteres Moment zugunsten der Auffassung, die Gestaltungskraft beruhe auf dem Bewegungszustand der Moleküle, erblicken kann. Besonders merkwürdig sind diese Bewegungserscheinungen bei den zuletzt betrachteten Kristallen, die ich wegen der Analogie zu manchen Vorgängen bei Organismen als scheinbar lebende bezeichnet habe. — Demonstration.[3])

Ich darf wohl bezüglich dieser Analogien auf meine Abhandlung im 21. Bande von Roux' Archiv für Entwicklungsmechanik der Organismen verweisen.

Die Anisotropie der Moleküle wird sich natürlich in verschiedenem Maße geltend machen müssen je nach ihrer Größe und dem Abstand der Moleküle. Es läßt sich denken, daß wohl molekulare Richtkraft auftritt, aber keine Gestaltungskraft. In der Tat führten die Beobachtungen auch zur Kenntnis flüssiger Kristalle (z. B. bei Gattermanns Paraazoxyphenetol), welche vollkommene Kugelform annehmen, aber regelmäßige innere Struktur besitzen, die zum Ausdruck kommt bei Betrachtung in natürlichem Licht durch die eigentümlichen Schlieren (Demonstration[1])) — im polarisierten durch den auftretenden Dichroismus (Demonstration[2])), zwischen gekreuzten Nicols durch schwarze Streifen und glänzende Interferenzfarben (Demonstration[3])), im magnetischen Felde durch Drehen der Tropfen bis zur Übereinstimmung der Symmetrieachse mit den magnetischen Kraftlinien und Änderung der Struktur derart, daß auch die Auslöschungsrichtungen sich tunlichst den Kraftlinien nähern. Jede künstlich hervorgebrachte Störung der Struktur, z. B. durch Erzeugung wirbelnder Ströme im Innern, verschwindet infolge der spontanen Homöotropie sofort wieder, so wie etwa die magnetische Polarisation in Eisenchloridlösung in der Nähe eines Magneten unabhängig davon ist, ob die Eisenchloridlösung ruht oder sich bewegt. Die Drehung der Moleküle erfordert keine merkliche Arbeit, da ihre mittlere Entfernung ungeändert bleibt. — Projektion.[4])

Bestimmend für die Anordnung der Moleküle im Innern ist die durch die Oberflächenspannung hervorgerufene Orientierung der Moleküle an der Oberfläche. Jede Störung der letzteren bewirkt auch entsprechende Strukturänderung im Innern. So bewirkt die Adsorptionskraft des Glases, daß wenn ein freischwebender Tropfen mit demselben in Berührung kommt, an der betreffenden Stelle die optische Achse sich senkrecht zum Glase stellt. Demnach wird auch die Symmetrieachse des Tropfens senkrecht zum Glase, der Tropfen erscheint in der sogenannten ersten Hauptlage. Tropfen, die zwischen Objektträger und Deckglas zu dünner Schicht gepreßt sind, verharren stabil in der um 90 Grad verdrehten Stellung der zweiten Hauptlage, doch mit wesentlich abgeänderter Struktur. Ist kein Lösungsmittel zugegen, so wirkt eine am Glase haftende unsichtbare Molekülschicht der festen Modifikation, welche beim Übergang in die fließend-kristallinische Modifikation beim Erwärmen durch die Adsorptionskraft des Glases gegen Umwandlung geschützt wurde, bestimmend auf die Struktur, es entstehen flüssige Kristalle mit einheitlicher Auslöschung, welche in ihrer Form die früher vorhandenen festen Kristalle nachahmen. Selbst beim Erhitzen bis zum

1) Ann. d. Phys. **19**, 409, 1906, Fig. 1—14.
2) ibid. **20**, 65, 1906, Fig. 1—3.
3) ibid, S. 68, Fig. 4—9; S. 69, Fig. 10; Arch. f. Entwicklungsmechanik **21**, Heft 3, 1906; Taf. 8, Fig. 8 u. 11—16. Ferner wurden einige in der Bibliothek d. Kgl. Akademie d. Wissenschaften in Berlin befindliche Photographien projiziert und eine sehr gut gelungene Photographie der „Kristallwürmer", welche Herr Dr. Siedentopf hergestellt und freundlichst zur Verfügung gestellt hatte.

1) Flüssige Kristalle S. 54, Fig. 88 u. 89. Taf. 10, Fig. 2; S. 66, Fig. 133 u. 134; Taf. 17, Fig. 3; Taf. 13, Fig. 5.
2) l. c. S. 62, Fig. 101; Taf. 26, Fig. 8; Taf. 11, Fig. 1.
3) l. c. S. 63, Fig. 104; Taf. 13, Fig. 1—3; Taf. 17, Fig. 2; Taf. 15, Fig. 1.
4) l. c. S. 74, Fig. 258; Taf. 35, Fig. 2; Taf. 36, Fig. 4.

Übergang in die isotrope Flüssigkeit kann eine dünne Schicht der Moleküle der flüssigen Kristalle am Glase haften bleiben und Wiederauftreten der früheren Struktur beim Abkühlen veranlassen. — Demonstration.[1])

Vermindert man die molekulare Richtkraft der Kristalltropfen von Paraazoxyphenetol durch Beimischungen, wozu sich namentlich Vorländers Paraazooxyzimtsäureäthylester eignet, so wirkt auch bei Anwesenheit eines Lösungsmittels die adsorbierende Kraft des Glases so intensiv, daß die Tropfen sofort nach ihrer Entstehung pseudoisotrop, d. h. bis auf den Rand zwischen gekreuzten Nicols dunkel werden, indem sich überall die optische Achse senkrecht zur Glasfläche stellt. (Demonstration.[2]) Besonders auffällig zeigt sich die Erscheinung bei Cholesterylcaprinat mit Zusatz von sehr wenig Paraazoxyphenetol. Die neu entstehenden in lebhaften Polarisationsfarben erglänzenden Kristalle werden sofort nach ihrer Entstehung vollkommen schwarz. — Demonstration.

Die Aufnahme fremder Stoffe durch fließende Kristalle entspricht ganz der Bildung von Mischkristallen bei festen Stoffen. Ist der aufgenommene Bestandteil gefärbt, so zeigt sich der Einfluß der molekularen Richtkraft auf seine Moleküle darin, daß der gefärbte fließende Kristall Dichroismus zeigt. Ebenso wie das Wachstum fester Kristalle durch Aufnahme nicht isomorpher Beimischungen beträchtliche Störungen erleiden kann, die zur Trichiten- und Sphärolithenbildung führt, so wird z. B. die Struktur der Kristalltropfen des Paraazoxyphenetols bedeutend gestört bei Zusatz von Kolophonium zur Lösung. Es entsteht eine schraubenförmige Anordnung der Moleküle, wie zu schließen ist aus der auftretenden starken Drehung der Polarisationsebene (Demonstration), der Verdrehung der Richtung stärkster Absorption und insbesondere mechanischer Rotation der Tropfen im umgekehrten Sinne der Uhrzeigerdrehung, wenn die Temperatur unten höher ist als oben. (Demonstration.) Zusatz von Cholesterylbenzoat bewirkt gleiche Drehungserscheinungen, aber im umgekehrten Sinn. Häufig ist auch eine Verdrillung der Tropfen zu beobachten.[3])

Besitzt die beigemischte Substanz beträchtliche eigene Gestaltungskraft, so kann sie die ihres Wirtes erhöhen. So werden die Kristalltropfen des Paraazoxyphenetols bei Zusatz von Cholesterylcaprinat ellipsoidisch, schließlich zylindrisch mit spitzen Enden usw., kurz man erhält alle Übergangsformen zu den fließenden Kristallen des reinen Cholesterylcaprinats. — Demonstration.

1) l. c. S. 58, Fig. 95 u. 96.
2) l. c. S. 81, Fig. 273; Taf. 29, Fig. 1 u. 4.
3) l. c. S. 72, Fig. 236; Taf. 25, Fig. 6 u. 9.

Derartige Mischkristalle zweier fließend-kristallinischer Stoffe können auch als Lösungen betrachtet werden, da jede der beiden Substanzen des Flüssigkeitszustandes wegen in der andern diffundieren kann. Solche Lösungen besitzen einen Sättigungspunkt wie andere Lösungen. Beispielsweise scheiden sich die fließenden Kristalle des Paraazoxyzimtsäureäthylesters aus ihrer Lösung in dem dadurch pseudoisotrop werdenden Paraazoxyphenetol beim Abkühlen wie aus einer Lösung aus. Ihre molekulare Richtkraft äußert aber auch ihre Wirkung auf das kristallinische Lösungsmittel, denn sie umgeben sich mit einem Hof, welcher zwischen gekreuzten Nicols helle und dunkle Felder aufweist, entsprechend einer Parallelrichtung der Moleküle außerhalb des Kristalls zu den im Innern vorhandenen.

Sind zwei derart aneinander grenzende fließend-kristallinische Medien in allen Verhältnissen mischbar, was im Falle der Isomorphie zu erwarten ist, so muß die Oberflächenspannung an der Grenze gleich Null sein. Natürlich kann nun dennoch nicht die Expansivkraft des einen Mediums eine Deformation der Grenze erzeugen, da ihr die gleichstarke des isomorphen Mediums entgegenwirkt. Es dürfte nur an den Stellen stärkerer Expansivkraft intensivere Diffusion, d. h. größere Lösungsgeschwindigkeit auftreten, wie sich solche auch bei festen Kristallen an Ecken und Kanten zeigt.

Bei nicht vollkommener Isomorphie werden allerdings Strukturstörungen zu erwarten sein und vielleicht ist dies auch der Grund der Strukturstörungen bei festen nicht isomorphen Mischungen. (Skelettbildung — Projektion[1]); Trichitenbildung — Projektion.[2])

Die gelöste Substanz kann nach meiner Vorstellungsweise (nicht nach der Kontinuitätstheorie) auch eine zweite fließend-kristallinische Modifikation desselben Stoffs sein. Dieser Fall liegt vor bei dem Cholesterylcaprinat von Jaeger. Kühlt man die isotrope Schmelze ab, so entsteht bei 90,6 Grad die fließend-kristallinische Modifikation I, welche nur geringe Doppelbrechung besitzt, in sehr kleinen Individuen auftritt und relativ leichtflüssig ist. Sie erstarrt normal bei 82,2 Grad und entsteht auch bei dieser Temperatur beim Wiedererwärmen der festen Kristalle. Ähnlich wie eine isotrope Schmelze läßt sie sich aber auch unterkühlen und geht dann, etwa bei 77,4 Grad[3]), in die stärker doppelbrechende, in größeren Individuen auftretende und wesentlich zähere Modifikation II über. (Demonstration.) Umgekehrt verwandelt sich diese beim Wieder-

1) l. c. Taf. 39, Fig. 5.
2) l. c. Taf. 39, Fig. 16, 12, 20.
3) Nach den neuesten Bestimmungen von Bakhuis Roozeboom.

erwärmen bei derselben Temperatur (77,4 Grad) zurück in die Modifikation I. Letztere ist somit zwischen 90,6 Grad und 82,2 Grad enantiotrop und darunter monotrop in bezug auf die feste und enantiotrop in bezug auf die fließend-kristallinische Modifikation II.

Diese ist unterhalb 77,4 Grad enantiotrop in bezug auf Modifikation I, aber monotrop in bezug auf die feste Modifikation.

Bei der Umwandlung von Modifikation I in II beobachtet man, daß die Kristalle der letzteren in regelmäßiger Orientierung gegen die der ersten auftreten, d. h. die molekulare Richtkraft der Modifikation I erstreckt sich auch auf die angrenzenden Moleküle der Modifikation II. Die Erscheinung ist offenbar ihrem Wesen nach identisch mit der häufig betrachteten orientierenden Wirkung bei Bildung von Schichtkristallen — Projektion [1]) — und bei Umwandlung fester polymorpher Modifikationen wie bei Ammoniumnitrat, wobei die orientierende Kraft auch schiebend wirken und heftige Bewegungserscheinungen hervorbringen kann wie bei Protokatechusäure — Projektion [2]) — und insbesondere bei Paraazophenetol, bei welch letzterem durch die schiebende Kraft sogar dünne Gefäßwände gesprengt werden können — Demonstration [3]) —. Diese molekularen Drehmomente stehen somit in innigem Zusammenhang mit der Gestaltungskraft und sprechen ebenfalls zugunsten der Auffassung, daß dieselbe auf molekularen Bewegungsvorgängen beruht.

Besonders leicht wird die Modifikation II des Cholesterylcaprinats [4]) — wie schon erwähnt — durch die Adsorptionswirkung des Glases pseudoisotrop. Erwärmt man sie in diesem Zustand über die Umwandlungstemperatur, so tritt die Rückumwandlung in Modifikation I in der Weise ein, daß diese in wurmförmigen Individuen auskristallisiert, wie wenn sie darin gelöst wäre. — Demonstration.

Auch die Modifikation I wird pseudoisotrop — besonders bei Zusatz von etwas Paraazoxyphenetol — indes nicht von selbst wie Modifikation II, sondern nur, wenn man mit der Präpariernadel auf das Deckglas drückt. Sie erscheint dann durchzogen von den „öligen Streifen", welche aufzufassen sind als Stellen, wo die als Blättchen gedachten Moleküle hochkant stehen, so daß die optische Achse horizontal liegt und deshalb lebhafte Polarisationsfarben auftreten. Die von ihnen umschlossenen dunkeln Gebiete, wo die Blättchen mit der Fläche dem Glase anliegen, sind infolge größerer Reibung schwerer in Strömung zu bringen — Projektion [1]).

Kühlt man diese pseudoisotrope, d. h. zwischen gekreuzten Nicols schwarz erscheinende Masse auf die Umwandlungstemperatur ab, so treten sowohl bei Betrachtung in gewöhnlichem (reflektierendem) Licht, wie auch zwischen gekreuzten Nicols glänzende Farbenerscheinungen auf, welche an das Schillern von Schmetterlingsflügeln erinnern. Es werden nacheinander alle Farben des Spektrums von violett bis rot durchlaufen und man kann sie — besonders bei Zusatz von etwas Paraazoxyphenetol — alle nebeneinander im Gesichtsfeld des Mikroskops erhalten als einen der Umwandlung voranschreitenden regenbogenartigen Saum. (Demonstration.)[2]) Daraus, daß die Farbenerscheinung stets der Ausscheidung der Modifikation II in Kristallen vorangeht und daß sich bei solchen Stoffen, welche die Farbenerscheinung zeigen, nicht aber die Umwandlung in die Modifikation II, sich diese durch geeignete Zusätze erzwingen läßt, schließe ich, daß die Ursache der Erscheinung in der Löslichkeit der Modifikation II in der Modifikation I zu suchen ist, indem sich diese nicht erst bei der Umwandlungstemperatur — richtiger Sättigungstemperatur — bildet, sondern schon zuvor in Lösung in der Modifikation I in um so reichlicherem Maße, je mehr sich die Temperatur der Umwandlungstemperatur nähert. Nach Ansicht von Hrn. Dr. Siedentopf gehören die Farbenerscheinungen zu denjenigen, welche bei Christiansens Monochromen beobachtet werden, es ist also nur nötig anzunehmen, daß große Moleküle sich optisch ebenso verhalten können, wie ultramikroskopisch feine Pulver. Das Gleichgewicht zwischen den die flüssigen Mischkristalle bildenden Modifikationen hängt, wie bei anderen Fällen von Dissoziation, vom Drucke ab — was noch nicht näher untersucht wurde — und namentlich auch von der Anwesenheit fremder Stoffe.

Zusatz von Paraazoxyphenetol vermag z. B. bei Cholesterylisobutyrat, welches im reinen Zustande keine fließend-kristallinische Modifikation zeigt, nicht nur die Farbenerscheinungen, sondern sowohl die Ausscheidung von Modifikation I wie von Modifikation II zu erzwingen. Ebenso kann man durch Mischung von Paraazophenetol und Paraazoanisol leicht flüssige Kristalle erhalten, obschon die beiden Stoffe im reinen Zustand solche nur bei hochgradiger Überkühlung der Schmelze liefern.

Die Mischbarkeit zweier fließend-kristalli-

1) l. c. Taf. 39, Fig. 9.
2) l. c. Taf. 39, Fig. 14.
3) Siehe Molekulare Drehmomente bei enantiotroper Umwandlung, Ann. d. Phys., noch im Druck.
4) Siehe Stoffe mit drei flüssigen Zuständen, Zeitschr. f. phys. Chemie, noch im Druck.

1) Siehe diese Zeitschr. 7, 578, Fig. 1 u. 2, 1906.
2) Die Figur stammte aus der Schrift: O. Lehmann, Flüssige und scheinbar lebende Kristalle, Anleitung zu deren Demonstration, Verlag von J. F. Schreiber in Eßlingen a. N., noch im Druck.

nischer Modifikationen bereitet dem Verständnis insofern einige Schwierigkeit — abgesehen davon, daß sie nach der Kontinuitätstheorie überhaupt ausgeschlossen ist — daß bei inniger Berührung zweier Modifikationen, wenn die Temperatur nicht gerade die Umwandlungstemperatur ist, die labile sich in die stabile umwandelt. Für gelöste Moleküle sind die Temperaturen aber verschieden, es finden fortgesetzt Umwandlungen im einen wie im andern Sinne statt, wie in andern Fällen von chemischem Gleichgewicht. Das Ergebnis ist ein bestimmtes Mischungsverhältnis und man könnte geradezu von kristallinischer Dissoziation und von der dissoziierenden Kraft des Lösungsmittels sprechen. Dieselbe ist nur klein, da die Umwandlungskraft, wie ich die Kraft nenne, welche die Umwandlung bei Berührung zweier Modifikationen veranlaßt, der Dissoziation entgegenwirkt, die stabilen Moleküle gewissermaßen in ihrer Existenz schützt, soweit ihre Wirkung nicht durch erhebliche Mengen fremder Zusätze beeinträchtigt wird.

In auffälliger Weise kommt dieser Einfluß fremder Zusätze beim Cholesterylcaprinat zur Geltung, wenn man so viel Paraazoxyphenetol beimischt, daß dieses beim Abkühlen aus der Modifikation I auskristallisiert. Man sieht dann, falls man sie durch Drücken auf das Deckglas pseudoisotrop gemacht hat, zwischen gekreuzten Nicols aus der schwarzen Masse dünne Kristallnadeln sich ausscheiden, welche von breiten Höfen in den Regenbogenfarben umgeben sind, Violett nach außen gerichtet, augenscheinlich deshalb, weil in den Höfen die Übersättigung an Phenetol geringer ist als fern davon. — Demonstration.[1])

Tritt in einem fließenden Kristall kristallinische Dissoziation ein in dem dargelegten Sinne, so wird dies auch nicht ohne Einfluß auf seine Gestaltungskraft bleiben können. Vielleicht liegen ähnliche Verhältnisse auch bei festen Kristallen vor und bilden die Erklärung für die oft merkwürdige Veränderlichkeit der Kristalltracht und die Entstehung von Sphärokristallen ohne fremde Zusätze, z. B. bei Cholesterylacetat. — Demonstration.

1) Flüssige Kristalle, Taf. 39, Fig. 17.

(Eingegangen 8. September 1906.)

Leo Grunmach (Berlin), Über den Einfluß transversaler Magnetisierung auf die elektrische Leitungsfähigkeit der Metalle (nach gemeinsam mit Herrn Dr. Franz Weidert ausgeführten Versuchen).

Seitdem W. Thomson[1]) gezeigt hat, daß der elektrische Widerstand von Eisenstäben durch Magnetisierung derselben geändert wird, ist der Einfluß der Magnetisierung auf die elektrische Leitungsfähigkeit der Metalle häufig Gegenstand von Experimentaluntersuchungen gewesen[1]), die indessen — wenn man von den ausgedehnten sorgfältigen Versuchen absieht, die sich auf Wismut beziehen und einen gewissen Abschluß erreicht haben — bisher zu einwandsfreien sicheren Ergebnissen nicht geführt haben. Dies kommt wohl in erster Linie daher, daß es sich hier meist um außerordentlich kleine Widerstandsänderungen handelt, die nur bei Anwendung sehr verfeinerter Messungsmethoden beobachtet und leicht durch fremde äußere Einflüsse, besonders durch die infolge von Temperaturänderungen bedingten Widerstandsänderungen, verdeckt werden können. So erklärt es sich auch, daß die Resultate einzelner Autoren bisweilen einander geradezu widersprechen. Mit Sicherheit ist bisher ein Einfluß der Magnetisierung auf die Leitfähigkeit nur noch bei den stark magnetischen Metallen, sowie bei Antimon und Tellur gefunden worden; die wenigen Autoren, die ihre Messungen auch auf andere Metalle ausdehnten, konnten für diese, da sie sich nur der Wheatstoneschen Brückenanordnung bedienten, meßbare Widerstandsänderungen bei transversaler Magnetisierung nicht nachweisen. Für die Elektronentheorie ist aber die sichere Kenntnis der Widerstandsänderungen verschiedener Metalle im magnetischen Felde von großer Bedeutung.

In der vorliegenden Arbeit gelangten nun folgende als rein bezogene Metalle zu eingehender Untersuchung: Silber, Platin, Tantal, Kadmium, Zinn, Gold, Palladium, Zink, Kupfer, Blei, Kobalt, Nickel und Eisen verschiedener Sorte; sie kamen in Form dünner Drähte (0,05 mm bis 0,3 mm) zur Verwendung. Anfänglich wurden dieselben, nach Art der Lenardschen Spiralen, nach zweimaligem Durchziehen durch dickes Kollodium als bifilare Flachspiralen mit Hilfe von Wachs zwischen dünnen Glimmerblättchen eingebettet; die Drahtenden waren an zwei, auf einer Hartgummiplatte befestigten Kupferstreifen angeschraubt. Es zeigte sich jedoch bald, daß sich bei dieser Montierung Schwankungen der

1) W. Thomson, Math. and Phys. Papers **2**, 307.

1) Eine recht vollständige Zusammenstellung der einschlägigen Arbeiten findet sich in Winkelmann, Handb. d. Physik, 2. Aufl. (1905), Bd. IV, S. 361 u. Bd. V, S. 459, aus der folgende, speziell auf unsere Untersuchung (transversale Magnetisierung) bezüglichen, besonders hervorgehoben seien: E. Beetz, Pogg. Ann. **128**, 202, 1866. Adams, Phil. Mag. (5), **1**, 153, 1876. De Lucchi, Atti del R. Ist. Ven. **8**, 17, 1882. v. Ettingshausen, Wien. Ber. **95**, 714, 1887. D. Goldhammer, Wied. Ann. **31**, 360, 1887 und **36**, 804, 1889. Ph Lenard, Wied. Ann. **39**, 636, 1890. Th. Des Coudres, Verh. d. Berl. Phys. Gesell. **10**, 50, 1891. A. Garbasso, Atti di Torino **27**, 839, 1891 und Naturw. Rundsch. **6**, 637, 1891. M. Cantone, Atti Acc. Linc. (5), **1**, (1), 424, 1892 und (2), 119 u. 277, 1892.

Temperatur, wie sie schon durch leise Luftbewegungen hervorgerufen werden, bei der hohen Empfindlichkeit der nachher zu beschreibenden Messungsmethode, sofort störend bemerkbar machten und eine genaue Messung vereitelten. Auch wenn man die Metallspiralen, ebenso wie die Magnetpole, zwischen denen sie sich befanden, vollständig mit Watte umhüllte, wurde diese durch Schwankungen der Lufttemperatur bewirkte Störung nur teilweise beseitigt, ja es machte sich dann noch die weitere Fehlerquelle störend bemerkbar, daß von dem Magnet aus durch die immerhin etwas leitende Baumwolle Stromschleifen in die Meßanordnung gelangten, die die Größe des durch die Magnetisierung bewirkten Galvanometerausschlags beeinflußten (vergl. später). Deshalb wurden die Glimmerplatten durch Hartgummiplatten ersetzt, die infolge ihrer geringen Wärmeleitungsfähigkeit einen genügenden Schutz gegen rasche, unregelmäßige Temperaturschwankungen boten. Der störende Einfluß, den die unvermeidliche gleichmäßige Änderung der Temperatur ausübte, wurde durch die besondere, später zu beschreibende Methode der Messung eliminiert. Allerdings hatten die so gewickelten Spiralen nunmehr eine größere Dicke als die zwischen Glimmer gewickelten, und demgemäß konnte nicht mehr mit so geringem Polabstand, also auch nicht mit der höchsten Feldstärke gearbeitet werden.

Fig. 1.

Fig. 1 erläutert die Art der schließlich bei den dickeren Drähten angewandten Montierung. In eine quadratische Hartgummiplatte von 42 mm Seitenlänge und 1,5 mm Dicke wurden an zwei gegenüberliegenden Seiten, 5 mm vom Rande entfernt und parallel zu diesem, 5 mm breite und 0,5 mm tiefe Rillen eingefräst und in diese Kupferstreifen von 5 mm Breite und 0,5 mm Dicke mittels Siegellack eingekittet. Dann wurde zwischen den letzteren eine dünne Wachsschicht ausgebreitet, auf dieser der mehrfach durch Kollodium gezogene und so isolierte Draht als flache bifilare Spirale aufgewickelt und die beiden Enden desselben, je nach dem Material, mittels Weichlot oder Woodscher Legierung an die Kupferstreifen angelötet. Nachdem dann die fertige Spirale nebst den Lötstellen nochmals mit geschmolzenem Wachs überstrichen war, so daß der Draht vollkommen zwischen Wachs eingebettet lag, wurde, unter Zwischenlage schmaler, dünner Kartonstreifchen an den Rändern, eine zweite, gleich große und ebenfalls 1,5 mm dicke Hartgummiplatte mit Syndetikon aufgekittet. Das Ganze blieb dann mehrere Tage bis zum völligen Austrocknen unter Pressung.

Bei den Drähten von 0,1 und 0,05 mm Dicke erwies sich eine etwas andere, durch Fig. 2 dargestellte Montierung als vorteilhafter.

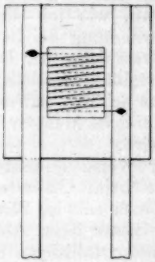
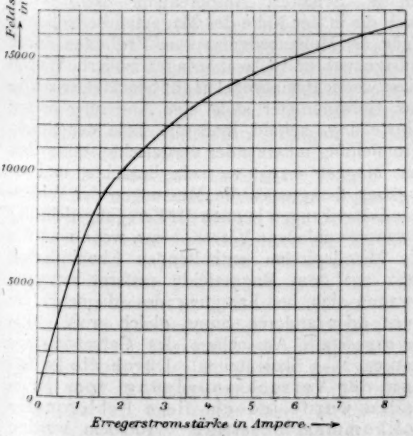


Fig. 2.

Ein dünnes Glimmerblättchen von 16 mm Breite und 18 mm Länge wurde auf den beiden Längsseiten mittels einer Feile mit feinen Einkerbungen versehen und mit dem betreffenden Draht bewickelt. Eine Isolation durch Kollodium war in diesem Falle nicht nötig, weil die Windungen des Drahtes durch die Einkerbungen sicher in ihrer Lage gehalten und vor gegenseitiger Berührung geschützt wurden. Um ein Zurückspringen des aufgewickelten Drahtes zu verhindern, waren die Enden durch zwei feine Löcher am Rande des Glimmerblättchens gesteckt. Das bewickelte Blättchen wurde sodann beiderseits mit geschmolzenem Siegellack überzogen und in der aus der Figur ersichtlichen Weise zwischen den beiden Kupferschienen auf der unteren Hartgummiplatte mit Siegellack festgekittet. Nachdem dann die freien Drahtenden mit den Kupferschienen verlötet waren, wurden rings um die Platte an den Rändern mit Siegellack schmale Kartonstreifen aufgekittet, deren Oberfläche ebenfalls dünn mit Siegellack bestrichen, die zweite Hartgummiplatte aufgelegt und das Ganze zwischen zwei dicken Spiegelglasplatten unter Druck langsam erwärmt, bis der Siegellack vollkommen geschmolzen war, und der Überschuß desselben zwischen den beiden Hartgummiplatten hervorquoll. Die Pressung wurde erst nach dem vollkommenen Erkalten aufgehoben. Widerstands-

messungen vor und nach dem Zukitten lieferten die Kontrolle dafür, daß kein Reißen oder Verschieben der Drähte eingetreten war. Auf diese Weise waren die dünnen Drähte vollkommen in Siegellack eingebettet, sodaß auch jegliche Deformation derselben ausgeschlossen war. Bei den stark magnetischen Metallen ist diese Sicherung der Lage natürlich von höchster Wichtigkeit. Die Dicke der nach Fig. 1 oder 2 hergestellten Präparate betrug 3,5 bis 4 mm.

Als Elektromagnet kam bei den ersten, vom Verfasser gemeinsam mit Herrn Ingenieur Erwin Strunz, vor mehreren Jahren bereits begonnenen, aber inzwischen unterbrochenen Versuchen der Ruhmkorffsche, bei den Hauptversuchen jedoch der Du Boissche kleine Halbring-Elektromagnet zur Verwendung, den Herr Kollege Du Bois für diese Versuche freundlichst zur Verfügung stellte. Die Polschuhe hatten die Form abgestumpfter Kegel mit ca. 16 mm Durchmesser der flachen Endflächen. Der Abstand derselben betrug 5,0 mm. Genau in der Mitte zwischen ihnen wurden die vorhin beschriebenen Spiralen mittels eines geeigneten starken Halters senkrecht zu den magnetischen Kraftlinien unverrückbar aufgestellt. Um nicht für jede einzelne Messungsreihe während des Verlaufs derselben die Feldstärke besonders bestimmen zu müssen, wurde durch mehrere, gut übereinstimmende Messungsreihen mittels einer Wismutspirale die Abhängigkeit der Feldstärke von der Erregerstromstärke (vergl. die nachstehende Kurve Fig. 3) bestimmt, so daß immer nur die letztere (mit einem



Feldstärke des kleinen Halbring-Magneten bei 5 mm Polabstand. Gemessen mit Wismutspirale 143.

Fig. 3.

Präzisionsamperemeter von Siemens und Halske) beobachtet zu werden brauchte.

Die Messung der Widerstandsänderungen erfolgte ursprünglich nach der Wheatstoneschen Brückenanordnung mit Universalrheostat und Spiegelgalvanometer. Diese Messungsmethode mußte indessen bald aufgegeben werden, erstens, weil sie keine genügende Empfindlichkeit lieferte, und zweitens, weil das Abgleichen zu lange Zeit erforderte, so daß sich inzwischen die Temperatur des Drahtes und mithin auch sein Widerstand zu stark änderte; z. B. machte sich die Temperaturänderung infolge der im Magneten entwickelten Stromwärme bei hohen Feldstärken schon ca. 20 Sekunden nach seiner Erregung bemerkbar. Die Anwendung von Flüssigkeitsbädern hätte aber zu große Polabstände erfordert und würde nach allen späteren Erfahrungen bei der Ausführung in kleinen Dimensionen wohl auch nicht ausreichend gewesen sein, den Übelstand vollständig zu beseitigen. Deshalb wurde eine Widerstandsmessung mit direktem Ausschlag gewählt, bei der natürlich, um genügende Empfindlichkeit zu erzielen, nur die Widerstandsänderungen, auf die es ja in erster Linie ankam, zu messen waren, während unabhängig davon der Anfangswiderstand bei bestimmter Temperatur durch besondere genaue Messungen ermittelt wurde. Am bequemsten wäre zur Messung dieser Widerstandsänderungen ein Differentialgalvanometer gewesen, das, um direkte magnetische Störungen seitens des Elektromagneten auszuschließen, ein Drehspulinstrument hätte sein müssen; da ein solches aber leider nicht zur Verfügung stand, wurde mit Differentialschaltung der Stromquelle [1]) gearbeitet; die Methode ist im allgemeinen zwar nur für die Vergleichung großer Widerstände geeignet, konnte aber im vorliegenden Fall mit sehr gutem Erfolg angewandt werden, weil es sich hier ja um die Bestimmung der Änderung des Widerstandes, nicht direkt um die Bestimmung seines absoluten Wertes handelte. Das Grundprinzip der Methode ist durch das Schema der Fig. 4 dargestellt; E_1 und E_2 seien zwei

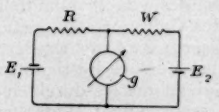


Fig. 4.

gleiche Elektrizitätsquellen. Der zu untersuchende Widerstand W wird durch den Rheostatenwiderstand R so lange abgeglichen,

1) Vergl. F. Kohlrausch, Lehrbuch der prakt. Physik, 10. Aufl. 1905, S. 419.

bis das Galvanometer g keinen Ausschlag mehr zeigt.

Die von uns angewandte, und durch Fig. 5 dargestellte Schaltung ist eine Erweiterung der

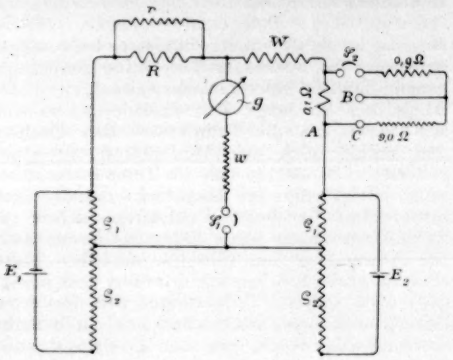


Fig. 5.

vorigen und zur Messung kleiner Widerstands*änderungen* außerordentlich geeignet. Wegen der Kleinheit der Widerstände der zu untersuchenden Spiralen (meistens nur einige Ohm) konnte für E_1 und E_2 natürlich nicht die volle Spannung eines Elements zur Anwendung kommen, sondern sie mußte passend unterteilt werden. Zu dem Zweck wurden die beiden Akkumulatoren E_1 und E_2 durch die Widerstände $\varrho_1 + \varrho_2$ geschlossen und nur die an den Enden von ϱ_1 herrschenden Spannungen zur Messung benutzt. Im allgemeinen betrugen die Widerstände ϱ_1 1 oder 2 Ohm, ϱ_2 50 Ohm. Ferner wurde zur feineren Abgleichung gegen den zu untersuchenden Draht W an die Klemmen des Stöpselrheostaten R ein bis 100000 Ohm gehender Kurbelrheostat r angelegt, da bei der hohen Empfindlichkeit der ganzen Anordnung eine Änderung von nur 0,1 Ohm in R schon Ausschläge des Galvanometers weit über die ganze Skala bewirkte.

Wie schon erwähnt, sollten die durch die Magnetisierung hervorgerufenen Änderungen des Widerstandes von W unmittelbar aus dem Ausschlag des Galvanometers entnommen werden. Zu diesem Zwecke wurde von Fall zu Fall durch den Versuch bestimmt, welcher Ausschlag des Galvanometers durch eine *bekannte* (0,01 bezw. 0,001 Ohm) Widerstandsänderung in dem den zu untersuchenden Draht W enthaltenden Zweige hervorgerufen wurde. Deshalb befand sich in diesem Zweige ein Normal-Einzelwiderstand von 0,1 Ohm, dem mittels des Quecksilberschalters S_2 entweder 0,9 oder 0,9 + 9,0 Ohm parallel geschaltet werden konnten, je nachdem die Klemme A mit B oder mit C verbunden wurde. Die beiden Widerstände 0,9 Ohm und 9,0 Ohm waren im Interesse größerer Genauigkeit und Bequemlichkeit ebenfalls als Einzelwiderstände hergestellt. Durch Öffnen des Schalters S_2 konnte so der Widerstand des betreffenden Zweiges um genau 0,01 Ohm bezw. 0,001 Ohm vergrößert werden. Mit den hierdurch bewirkten Galvanometerausschlägen (Empfindlichkeit ε) wurden dann die durch die Magnetisierung hervorgerufenen Ausschläge α direkt verglichen. Da die zu messenden Widerstandsänderungen im Verhältnis zu den Widerständen des ganzen Kreises nur außerordentlich klein waren, so konnte einfach Proportionalität des Galvanometerausschlages mit der Änderung des Widerstandes angenommen werden.

Das Galvanometer g war ein Drehspulgalvanometer von Hartmann & Braun mit Spiegelablesung und 5 Ohm Widerstand der Meßspule, und war gerade seines geringen Widerstandes wegen für diese Schaltung vorzüglich geeignet. Um bei der Messung kleiner Widerstände keine zu starke Dämpfung zu erhalten, konnte dem Galvanometer ein passender Widerstand w vorgeschaltet werden. Der in dem Galvanometerkreis liegende Schalter S_1 war ebenfalls ein Quecksilberschalter.

Auf diese Weise ließen sich, wie aus den weiter unten mitzuteilenden Versuchsergebnissen zu ersehen ist, die Widerstandsänderungen sehr sicher bestimmen.

Auf das sorgfältigste war dafür gesorgt, daß ein Übertritt von Stromschleifen aus der Starkstromleitung des Magneten in die Meßanordnung nicht stattfinde. Deshalb waren alle mit der Starkstromleitung in Verbindung stehenden Teile, also der Elektromagnet, Regulierwiderstände, Schalter, Amperemeter usw., sowie auch die in der Nähe des Magneten befindlichen Teile der Meßanordnung vom Erdboden durch Hartgummi- und Glasunterlagen isoliert. Wurde diese Vorsichtsmaßregel *nicht* beachtet, so zeigte das Galvanometer stets eine Änderung seiner Einstellung, sobald man die Pole der Starkstromleitung miteinander vertauschte, ohne daß der Magnet erregt zu sein brauchte, und es ergaben demgemäß die Messungen der Widerstandsänderungen je nach der Erregungsrichtung etwas verschiedene Werte, bezw. wenn man die die Metallspiralen enthaltenden Ebonitplatten ganz aus dem Magnetfelde entfernt hatte, so ergaben sich bei Erregung des Magneten im einen oder anderen Sinne gleich große, entgegengesetzte Ausschläge des Galvanometers (von ca. 2—3 Skalenteilen). Durch die *Isolation der Versuchsanordnung vom Erdboden* wurde jedoch diese Fehlerquelle vollkommen beseitigt. Trotzdem wurden bei den Hauptversuchen bei allen Metallen

für jede Feldstärke je zwei Messungsreihen mit verschiedenen Richtungen des Erregungsstromes ausgeführt, um jede etwa auftretende Störung an der Abweichung der beiden Resultate sofort erkennen zu können.

Es handelt sich nur noch darum, zu zeigen, wie die durch das Steigen der Temperatur bewirkten Änderungen des Widerstandes zu eliminieren waren. Ursprünglich wurden die Beobachtungen in der Art angestellt, daß zur Zeit 0 die momentane Nullstellung n_0 des Galvanometers abgelesen und unmittelbar darnach, etwa zur Zeit 2 Sekunden, der Magnet eingeschaltet wurde, daß dann zur Zeit 30″ wieder der Stand n des Galvanometers abgelesen, der Magnet sofort wieder ausgeschaltet wurde und zur Zeit 1′ wieder die Ablesung der in der Zwischenzeit weiter gewanderten Nullage des Galvanometers erfolgte. Die Differenz der zweiten Galvanometerablesung n gegen das Mittel der beiden Nullagen ergab dann den eigentlichen Ausschlag α. Es zeigte sich jedoch bald, daß diese Art der Beobachtung bei den im Verhältnis zum Fortschreiten der Nullage kleinen Ausschlägen nicht zulässig war, weil sie auf der nicht zutreffenden Voraussetzung beruhte, daß die Änderung der Temperatur, also auch des Widerstandes bei unerregtem Feld, eine lineare Funktion der Zeit wäre. Tatsächlich war nämlich die Zunahme der Temperatur mit der Zeit meistenteils eine beschleunigte. Deshalb wurde derart verfahren, daß der Magnet immer in Zwischenräumen von $^1/_2$ Minute wechselweise erregt und wieder ausgeschaltet und ebenso dazwischen der Stand des Galvanometers genau von halber zu halber Minute abgelesen wurde. Man erhielt so für jede volle Minute den Stand n_0 des Galvanometers, der dem Widerstand des Drahtes im unerregten Feld entsprach und genau dazwischen, zu den halben Minuten, den dem Widerstand im erregten Feld entsprechenden Stand n. Die so abgelesenen Werte von n_0 wurden dann als Funktion der Zeit in Kurven aufgetragen und aus diesen die den Werten n entsprechenden zeitlichen Nullagen n'_0 graphisch interpoliert.

Bei der höchsten Erregerstromstärke von 8 Ampere mußte dieses Verfahren etwas abändert werden, weil in diesem Falle beim mehrmaligen Erregen des Magneten die Galvanometerstellung infolge der Stromwärme zu schnell wanderte. Deshalb wurde bei der dieser Erregerstromstärke entsprechenden Feldstärke H so gearbeitet, daß der Magnet nur einmal auf die Dauer von 20″ erregt, und die Galvanometerstellung n_0 vorher und nachher ca. je 5mal in Abständen von je 10″ abgelesen wurde, um auch hier wieder den Stand n'_0 für den Moment graphisch interpolieren zu können, in dem die Ablesung n der Galvanometerstellung bei erregtem Magnete erfolgte.

Da die zu untersuchenden Drähte (und deshalb auch die Wismutspirale bei der Feldstärkemessung) während einer Messungsreihe nicht aus dem Magnetfelde entfernt wurden, sondern stets zwischen den Polschuhen verblieben, so bezeichnen die angegebenen Widerstandsänderungen, genau genommen, nur die Widerstandsänderungen für eine Zunahme der Feldstärke von dem remanenten Feld des Magneten, das mittels Induktionsschleife zu ca. 160 Gauß bestimmt wurde, auf die Feldstärke $160 + H$.

Bei den diamagnetischen und paramagnetischen Metallen, deren Permeabilität nicht viel von 1 verschieden ist, kann man diese Kurven als identisch ansehen mit den Kurven, welche die Abhängigkeit der Widerstandsänderung von der absoluten Feldstärke angeben, weil die angewandten Feldstärken des Magneten bis auf den Wert von 16000 Gauß anstiegen, gegenüber welchem jene Remanenz sehr klein erscheint. Bei den ferromagnetischen Metallen jedoch genügt wegen des hohen Wertes ihrer Permeabilität schon das remanente Feld von 160 Gauß zur Erzeugung einer verhältnismäßig hohen induzierten Feldstärke B im Innern der Drähte (für Eisen z. B., je nach der Sorte, bis zu 17000 Gauß); diese letztere dürfte aber wohl für die Größe der Widerstandsänderung nicht ohne Einfluß sein. So erklärt es sich, daß bei den ferromagnetischen Metallen, wenn man vor Beginn einer Messungsreihe den Elektromagneten entmagnetisiert hatte und nach der oben beschriebenen Beobachtungsmethode arbeitete, man nach dem erstmaligen Ausschalten des Magneten nicht auf den Widerstandswert zurückkam, der unter Berücksichtigung des Temperaturganges zu erwarten gewesen wäre. Der erste Punkt der n_0-Kurve fiel dann nämlich stets aus dem geschlossenen Linienzug heraus. Deshalb wurde bei Eisen, Nickel und Kobalt vor der Messung bei jeder einzelnen Feldstärke der Magnet und damit auch der zwischen den Polen befindliche Draht selbst auf bekannte Art sorgfältigst entmagnetisiert, und durch Ablesungen in Intervallen von 10 zu 10 Sekunden die Kurven für die Abhängigkeit der Galvanometerstellung von der Zeit vor und nach dem Einschalten des Magneten aufgenommen. Durch graphische Extrapolation konnten dann die Werte von n_0 und n bestimmt werden, die gleichen Zeiten entsprachen; Beobachtungen von n_0 nach dem ersten Wiederausschalten des Magneten fanden also bei den Versuchen mit ferromagnetischen Metallen nicht statt.

Der Gang einer vollständigen Messungsreihe war also nun der, daß zu Anfang und Ende die Empfindlichkeit, d. h. die Ausschlagsänderung des Galvanometers für eine Widerstandsände-

rung von 0,001 Ohm oder 0,01 Ohm im Zweige W bestimmt wurde. Wegen des Wanderns der Ruhelage erfolgten auch hier die Ablesungen in genau gleichen Zeitintervallen (30 Sekunden); jedoch genügte hier zur Berechnung der zu der Ablesung n gehörigen Ruhelage n_0 ein einfaches Mittelnehmen aus den symmetrisch zu n gelegenen Werten von n_0, einmal, weil es sich hierbei um beträchtlich größere Ausschläge handelte, und dann vor allem, weil der Verlauf der n_0-Kurve, solange der Magnet nicht erregt war, ein nahezu geradliniger war. Solange die Temperatur während einer Messungsreihe sich nicht allzusehr änderte, blieb auch die Empfindlichkeit zu Anfang und Ende fast die gleiche. In diesem Falle wurde zur Berechnung einfach das Mittel aus den beiden zu Anfang und am Schluß jeder Messungsreihe beobachteten Empfindlichkeiten genommen. Wenn sich jedoch zu Ende ein wesentlich anderer Wert der Empfindlichkeit als zu Anfang ergab, wurde die Änderung gleichmäßig über die Messungsreihe verteilt (vgl. Zusammenstellung der Messungen). Da während einer Messungsreihe die Ruhelage des Galvanometers natürlich stark nach einer Seite hin wanderte, wurde sie vor Beginn der Messung bei einer jeden Feldstärke durch Regulieren des Rheostaten r stets wieder in den mittleren Teil der Skala zurückgeführt.

Zur besseren Erläuterung des weiteren Ganges der Messung, sowie vor allem, um ein Bild von der erreichten Genauigkeit zu geben, sei hier eine vollständige Messungsreihe mit allen Zahlen für ein Metall mitgeteilt.[1]) Dabei gelten folgende Bezeichnungen:

n_0 = Nullstellung des Galvanometers.

n = Ablesung am Galvanometer bei erregtem Magnet bezw. bei Zuschalten von +0,001 Ohm (vergl. oben S. 732).

n_0' = Interpolierte Nullstellung des Galvanometers für die Zeit der Ablesung von n.

α = Berechneter Ausschlag des Galvanometers $= n - n_0'$.

ε = Empfindlichkeit der Anordnung.

$\mathcal{J}$ = Erregerstromstärke des Magneten.

t = Temperatur des zu untersuchenden Drahtes.

W = Widerstand desselben außerhalb des Feldes.

Stromrichtung I und II bedeuten die beiden verschiedenen Richtungen des Erregerstromes des Magneten.

Zink Nr. 4. 16. Juli 1906.

Draht von 0,1 mm Durchmesser, nach Fig. 2 in Siegellack eingebettet. $W = 2{,}89$ Ohm bei $21{,}28^0$ C.

ϱ_1 = je 1 Ohm, ϱ_2 = je 50 Ohm, w = 10 Ohm } (vgl. Fig. 5.)

1) Das gesamte Beobachtungsmaterial wird an anderer Stelle mitgeteilt werden.

Bestimmung der Empfindlichkeit ε für $\Delta W = +0{,}001$ Ohm.

Zu Anfang:

$n_0 = 489{,}0 \quad 494{,}8 \quad 500{,}0$

$n = 518{,}1 \quad 523{,}6$

$\varepsilon = +26{,}2 \quad +26{,}2$

Im Mittel: $\varepsilon = +26{,}2_0$.

Zu Ende:

$n_0 = 500{,}4 \quad 515{,}7 \quad 526{,}9$

$n = 534{,}3 \quad 547{,}6$

$\varepsilon = +26{,}2_5 \quad +26{,}3$

Im Mittel: $\varepsilon = +26{,}2_8$.

Hauptmittel: $\varepsilon = +26{,}2_4$.

Zeit	n_0	n_0'	n	$\mathcal{J}$	t	α	
0′	513,5				19,00⁰		
30″		516,2	517,5	0,50		+1,3₀	Stromrichtung I
1′	518,9						
30″		521,6₅	523,0	0,50		+1,3₅	
2′	524,4						
30″		527,2	528,6	0,50		+1,4₀	
3′	530,0						
			Mittel:	0,50		+1,3₅	
0′	535,2						
30″		537,6₅	538,9	0,50		+1,2₅	Stromrichtung II
1′	540,1						
30″		542,9	544,2	0,50		+1,3₀	
2′	545,7						
30″		548,7₅	549,8	0,50		+1,0₅	
3′	551,8				19,60		
			Mittel:	0,50		+1,2₀	
			Hauptmittel:	**0,50**	**19,30**⁰	**+1,2₈**	
0′	493,0₅				19,63		
30″		494,3	500,8	1,41		+6,5	Stromrichtung II
1′	496,0₅						
30″		498,3	504,9	1,40		+6,6	
2′	501,2						
30″		504,4	510,3₅	1,40		+5,95	
3′	508,0				19,70		
			Mittel:	1,40₃	19,67	+6,3₅	
0′	489,1₅				19,92		
30″		490,3	497,0₅	1,40		+6,7₅	Stromrichtung I
1′	492,0						
30″		493,7	499,2	1,40		+5,5	
2′	495,3						
30″		497,6	504,1	1,40		+6,5	
3′	499,9₅				20,00		
			Mittel:	1,40	19,96	+6,2₅	
			Hauptmittel:	**1,40₂**	**19,82**	**+6,3₀**	
0′	471,1				20,10		
30″		473,3	484,3₅	2,73		+11,0₅	Stromrichtung I
1′	476,1						
30″		479,7	491,0	2,71		+11,3	
2′	485,0						
30″		492,8	503,9	2,73		+11,1	
3′	501,8				20,30		
			Mittel:	2,72₃	20,20	+11,1₅	
0′	491,8₅				20,70		
30″		495,3	506,8	2,78		+11,5	Stromrichtung II
1′	499,6						
30″		504,3	515,8	2,77		+11,5	
2′	510,8						
30″		518,9	530,0	2,77		+11,1	
3′	527,9				20,90		
			Mittel:	2,77₃	20,80	+11,3₇	
			Hauptmittel:	**2,74₈**	**20,50**	**+11,2₆**	

Zeit	n_0	n_0'	n	$\mathfrak{J}$	t	a	
0′	498,9				21,28		
10″	500,4						
20″	501,9						
30″	503,2$_5$						
40″	504,6$_5$						
50″							
1′		507,2$_5$	526,5$_8$	7,83		+19,3	Stromrichtung II
10″							
20″	510,3$_5$						
30″	512,8$_5$						
40″	516,3						
50″	521,0						
2′	526,7				21,45		
0′	486,3$_5$				22,40		
10″	487,4						
20″	488,4						
30″	489,5$_5$						
40″	490,5						
50″							
1′		492,7	511,6	7,79		+18,9	Stromrichtung I
10″							
20″	495,7$_5$						
30″	497,7$_5$						
40″	500,9						
50″	505,0						
2′	509,9				22,52		
		Hauptmittel:		7,81	21,92	+19,1	

Nach diesem Schema wurden die Widerstandsänderungen als Funktion der Feldstärke bei allen Metallen bestimmt, außer bei Eisen, Nickel und Kobalt, bei denen nach der auf Seite 733 angegebenen Methode verfahren wurde. Die Hauptmittel sowie die Schlußresultate für die einzelnen Feldstärken sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt. Dabei gelten außer den schon auf Seite 734 angegebenen Bezeichnungen noch folgende:

W_t = Widerstand im Felde 0, auf die Beobachtungstemperatur t umgerechnet.

ΔW = Widerstandsänderung infolge der Magnetisierung $= 0{,}001 \cdot \frac{a}{\varepsilon}$ bezw. $= 0{,}01 \cdot \frac{a}{\varepsilon}$ bezw. $= 0{,}1 \cdot \frac{a}{\varepsilon}$.

$\frac{\Delta W}{W_t}$ = Widerstandsänderung in Teilen des Ganzen ausgedrückt.

$\mathfrak{J}$ = Erregerstromstärke des Magneten.

H = Feldstärke des Magneten.

Material	Datum	Empfindlichkeit ε in Skalenteilen	Erregerstromstärke $\mathfrak{J}$ in Amp.	H in Gauß	t in ° C	Galvanometerausschlag a in Skalenteil.	ΔW in Ohm	W_t in Ohm	$\frac{\Delta W}{W_t}$
Silber No. 1. $W = 3{,}67\ \Omega$ bei 20,47° C. Von C. A. F. Kahlbaum in Berlin bezogen. Draht von 0,05 mm Durchmesser. In Siegellack eingebettet nach Fig. 2.		für +0,001 Ω							
	2. VII. 06.	+27,5$_8$	0,51	3450	23,49	+ 0,6$_0$	+0,0$_3$021$_8$	3,71$_4$	+0,0$_4$059
	„	+34,3$_5$	1,41	8480	19,98	+ 3,0$_7$	+0,0$_3$0894	3,66$_3$	+0,0$_4$244
	„	„	2,82	11530	20,96	+ 6,6$_0$	+0,0$_3$192$_1$	3,67$_7$	+0,0$_4$522
	„	„	8,03	16200	22,36	+12,3$_5$	+0,0$_3$3594	3,69$_8$	+0,0$_4$972
Platin No. 2. $W = 13{,}18\ \Omega$ bei 20,47°. Von W. C. Heräus in Hanau bezogen. Draht von 0,05 mm Durchmesser. In Siegellack eingebettet nach Fig. 2.		für +0,001 Ω							
	2. VII. 06.	+18,2$_5$	2,81	11500	23,09	+ 1,3$_7$	+0,0$_3$075	13,31$_1$	+0,0$_4$056
	4. VII. 06.	+18,3$_0$	8,04	16210	21,70	+ 2,5$_2$	+0,0$_3$138	13,24$_2$	+0,0$_4$104
Tantal No. 1. $W = 22{,}95\ \Omega$ bei 20,47°. Von Siemens & Halske freundlichst zur Verfügung gestellt. Draht von 0,05 mm Durchmesser. In Siegellack eingebettet nach Fig. 2.		für +0,001 Ω							
	4. VII. 06.	+7,9	2,79	11470	23,24	+ 1,1$_0$	+0,0$_3$139	23,14$_0$	+0,0$_5$602
	„	„	8,00	16180	24,29	+ 1,4$_5$	+0,0$_3$18$_4$	23,21$_3$	+0,0$_5$791
Kadmium No. 1. $W = 2{,}93\ \Omega$ bei 20,47°. Von C. A. F. Kahlbaum in Berlin bezogen. Draht von 0,2 mm Durchmesser. Bifilare Spirale in Wachs nach Fig. 1.		für +0,001 Ω							
	6. VII. 06.	+25,9$_8$	0,52	3500	20,26	+ 2,7$_9$	+0,0$_2$010$_7$	2,92$_7$	+0,0$_3$036$_7$
	7. VII. 06.	+25,7$_9$	1,41	8480	21,20	+15,0$_5$	+0,0$_2$0583	2,93$_9$	+0,0$_3$198$_5$
	„	„	2,79	11470	21,97	+28,4$_7$	+0,0$_2$110$_4$	2,94$_8$	+0,0$_3$374$_5$
	6. VII. 06.	+25,8$_8$	8,06	16220	22,21	+52,1$_7$	+0,0$_2$201$_6$	2,95$_1$	+0,0$_3$683$_0$
Zinn No. 1. $W = 4{,}68\ \Omega$ bei 20,47°. Von C. A. F. Kahlbaum in Berlin bezogen. Draht von 0,2 mm Durchmesser. Bifilare Spirale in Wachs nach Fig. 1.		für +0,001 Ω							
	13. VII. 06.	+38,0$_6$	0,50	3430	20,74	− 0,0$_1$	−0,0$_3$000$_3$	4,68$_5$	−0,0$_4$0006
	„	„	1,40	8440	20,98	+ 1,4$_4$	+0,0$_3$0378	4,69$_1$	+0,0$_4$081
	„	„	2,78	11460	21,69	+ 5,4$_6$	+0,0$_3$143$_5$	4,70$_6$	+0,0$_4$305
	„	„	7,93	16130	23,12	+10,6$_9$	+0,0$_3$278$_5$	4,73$_7$	+0,0$_4$588
Gold No. 2. $W = 1{,}228\ \Omega$ bei 20,47°. Von W. C. Heräus in Hanau bezogen. Draht von 0,1 mm Durchmesser. In Siegellack eingebettet nach Fig. 2.		für +0,001 Ω							
	14. VII. 06.	+62,8$_3$	0,56	3720	20,25	+ 0,4$_8$	+0,0$_3$0076	1,227$_0$	+0,0$_4$062
	„	„	1,47	8650	20,42	+ 1,9$_0$	+0,0$_3$030$_2$	1,227$_8$	+0,0$_4$246
	„	„	2,88	11630	21,09	+ 3,9$_9$	+0,0$_3$063$_5$	1,230$_8$	+0,0$_4$516
	„	„	8,06	16220	23,03	+ 7,0$_9$	+0,0$_3$111$_4$	1,239$_6$	+0,0$_4$899
Palladium No. 2. $W = 10{,}60\ \Omega$ bei 20,47°. Von W. C. Heräus in Hanau bezogen. Draht von 0,05 mm Durchmesser. In Siegellack eingebettet nach Fig. 2.		für +0,001 Ω							
	14. VII. 06.	+23,7$_5$	1,39	8430	24,45	+ 1,7$_2$	+0,0$_3$072	10,75$_2$	+0,0$_4$067
	„	„	2,78	11460	23,97	+ 3,7$_5$	+0,0$_3$158	10,73$_4$	+0,0$_4$147
	„	„	7,88	16110	25,24	+ 7,5$_3$	+0,0$_3$317	10,78$_2$	+0,0$_4$294

Material	Datum	Empfindlichkeit ε in Skalenteilen	Erregerstromstärke $\mathfrak{J}$ in Amp	H in Gauß	t in ° C	Galvanometerausschlag α in Skalenteil.	ΔW in Ohm	W_t in Ohm	$\frac{\Delta W}{W_t}$
Zink No. 4. $W = 2{,}89\ \Omega$ bei 21,28°. Von W. C. Heräus in Hanau bezogen. Draht von 0,1 mm Durchmesser. In Siegellack eingebettet nach Fig. 2.		für $+0{,}001\ \Omega$							
	16. VII. 06.	$+26{,}2_4$	0,50	3400	19,30	$+\ 1{,}2_8$	$+0{,}0_3049$	2,869	$+0{,}0_301{}_7{}_0$
	„	„	1,40	8440	19,82	$+\ 6{,}3_0$	$+0{,}0_3240$	2,874	$+0{,}0_3083_5$
	„	„	2,75	11400	20,50	$+11{,}2_6$	$+0{,}0_3429$	2,882	$+0{,}0_3148_9$
	„	„	7,81	16080	21,92	$+19{,}1$	$+0{,}0_3725$	2,897	$+0{,}0_3251_3$
Kupfer No. 1. $W = 1{,}212_3\ \Omega$ bei 22,40°. Von C. A. F. Kahlbaum in Berlin bezogen. Draht von 0,1 mm Durchmesser. In Siegellack eingebettet nach Fig. 2.		für $+0{,}001\ \Omega$							
	23. VII. 06.	$+45{,}7_5$	1,40	8440	23,51	$+\ 1{,}3_0$	$+0{,}0_4284$	1,218$_2$	$+0{,}0_4233$
	„	„	2,75	11420	23,75	$+\ 2{,}6_0$	$+0{,}0_4568$	1,219$_4$	$+0{,}0_4465$
	„	„	7,86	16100	24,78	$+\ 4{,}4_5$	$+0{,}0_4973$	1,224$_6$	$+0{,}0_4794$
Blei No. 1. $W = 2{,}04\ \Omega$ bei 20,10°. Von C. A. F. Kahlbaum in Berlin bezogen. Draht von 0,3 mm Durchmesser. Bifilare Spirale in Wachs nach Fig. 1.		für $+0{,}001\ \Omega$							
	25. VII. 06.	$+33{,}7_0$	0,48	3220	20,92	$+\ 0{,}1_0$	$+0{,}0_4036$	2,047	$+0{,}0_401_4$
	„	„	2,72	11360	21,27	$+\ 0{,}2_7$	$+0{,}0_4080$	2,050	$+0{,}0_4039$
	„	„	7,69	16000	21,85	$+\ 0{,}9_2$	$+0{,}0_4276$	2,055	$+0{,}0_4134$
Kobalt No. 2. $W = 0{,}290\ \Omega$ bei 20,40°. Von der Physikal.-Techn. Reichsanstalt freundlichst zur Verfügung gestellt. Band von 0,2 mm Dicke und 0,5 mm Breite. Bifilare Spirale in Wachs nach Fig. 1.		für $+0{,}001\ \Omega$							
	26. VII. 06.	$+76{,}2_4$	0,57	3800	20,55	$-13{,}0_4$	$-0{,}0_2017_1$	0,2901	$-0{,}0_2058_9$
	„	„	1,33	8200	20,75	$-94{,}3_5$	$-0{,}0_2123_7$	0,2902	$-0{,}0_2426_2$
	„	„	2,76	11420	21,19	$-126{,}0$	$-0{,}0_2165_3$	0,2908	$-0{,}0_2568_6$
	„	„	7,97	16160	22,95	$-133{,}6$	$-0{,}0_2175_2$	0,2925	$-0{,}0_2599_1$
Nickel No. 3. $W = 4{,}065\ \Omega$ bei 19,83°. Von W. C. Heräus in Hanau bezogen. Draht von 0,1 mm Durchmesser. In Siegellack eingebettet nach Fig. 2.		für $+0{,}1\ \Omega$							
	27. VII. 06.	$+385{,}0_2$	0,054	350	19,92	$+\ 1{,}6_9$	$+0{,}0004_2{}_9$	4,067$_0$	$+0{,}0001_0{}_5$
	„	$+384{,}6_0$	0,110	720	20,16	$+\ 1{,}8_5$	$+0{,}0004_8{}_1$	4,072$_4$	$+0{,}0001_1{}_8$
	„	$+384{,}1_8$	0,220	1490	20,22	$-13{,}3_5$	$-0{,}0034_7{}_5$	4,073$_7$	$-0{,}0008_5{}_3$
	„	$+383{,}7_7$	0,448	3000	20,27	$-135{,}1$	$-0{,}0352_1$	4,074$_8$	$-0{,}0086_4{}_0$
	„	$+383{,}3_5$	1,43	8540	20,38	$-207{,}3$	$-0{,}0540_8$	4,077$_3$	$-0{,}0132_4$
	„	$+382{,}9_3$	2,85	11580	20,48	$-217{,}7$	$-0{,}0568_6$	4,079$_5$	$-0{,}0139_1$
	„	$+382{,}5_1$	8,03	16200	21,15	$-231{,}4$	$-0{,}0605_1$	4,094$_5$	$-0{,}0147_8$
Eisen No. 2. $W = 2{,}877\ \Omega$ bei 23,60°. Von Dieskau & Co. in Charlottenburg bezogen. Sogenannter Klavierdraht. Durchmesser 0,2 mm. Bifilare Spirale in Wachs nach Fig. 1.		für $+0{,}01\ \Omega$							
	23. VII. 06.	$+255{,}8$	0,030	220	19,89	$-\ 2{,}8$	$-0{,}0_2010_8$	2,825$_8$	$-0{,}0_3038_7$
	„	„	0,066	470	19,51	$-\ 2{,}7_5$	$-0{,}0_2010_8$	2,820$_6$	$-0{,}0_3038_1$
	19. VII. 06.	$+248{,}5$	0,20	1330	27,20	$-\ 3{,}5$	$-0{,}0_2014_1$	2,926$_7$	$-0{,}0_3048_1$
	„	„	0,50	3400	27,62	$-\ 6{,}2$	$-0{,}0_2024_9$	2,932$_5$	$-0{,}0_3085_1$
	23. VII. 06.	$+255{,}8$	1,40	8440	20,20	$-11{,}8$	$-0{,}0_2046_1$	2,830$_1$	$-0{,}0_3163_6$
	„	„	2,80	11480	20,30	$-28{,}2$	$-0{,}0_2110_2$	2,831$_6$	$-0{,}0_3389_2$
Eisen No. 3. $W = 4{,}875\ \Omega$ bei 22,04°. Von Hartmann & Braun in Bockenheim bezogen. Draht von 0,1 mm Durchmesser. In Siegellack eingebettet nach Fig. 2.		für $+0{,}01\ \Omega$							
	25. VII. 06.	$+355{,}6_8$	0,20	1330	23,30	$+44{,}0$	$+0{,}0_2123_7$	4,904$_5$	$+0{,}0_3252_3$
	„	„	0,57	3800	23,20	$+86{,}3$	$+0{,}0_2242_6$	4,902$_1$	$+0{,}0_3495_0$
	„	„	1,00	6400	23,10	$+61{,}8$	$+0{,}0_2173_8$	4,899$_8$	$+0{,}0_3354_6$
	„	„	1,30	8100	23,11	$+18{,}9$	$+0{,}0_2053_1$	4,900$_9$	$+0{,}0_3108_4$
	„	„	2,68	11290	23,16	$-97{,}3$	$-0{,}0_2273_8$	4,901$_2$	$-0{,}0_3558_2$
	„	„	7,70	16000	23,50	$-150{,}1$	$-0{,}0_2422_9$	4,909$_2$	$-0{,}0_3859_6$
Eisen No. 4. $W = 16{,}15\ \Omega$ bei 22,4°. Von Hartmann & Braun in Bockenheim bezogen. Draht von 0,05 mm Durchmesser. In Siegellack eingebettet nach Fig. 2.		für $+0{,}01\ \Omega$							
	19. VII. 06.	$+77{,}7$	0,53	3580	21,32	$+54{,}4_5$	$+0{,}0070_8$	16,06$_8$	$+0{,}0_34362$
	„	$+77{,}3$	1,01	6520	21,67	$+35{,}2$	$+0{,}0045_5$	16,09$_3$	$+0{,}0_32836$
	„	$+76{,}8$	1,33	8300	22,12	$-\ 3{,}5$	$-0{,}0004_5$	16,12$_8$	$-0{,}0_30283$
	„	$+76{,}3$	2,72	11360	22,68	$-80{,}7$	$-0{,}0101_7$	16,17$_2$	$-0{,}0_36540$
	„	$+75{,}3$	7,58	15960	24,61	$-116{,}4$	$-0{,}0145_8$	16,32$_1$	$-0{,}0_39471$
Eisen No. 5. $W = 13.80\ \Omega$ bei 20,60°. Derselbe Draht wie Eisen No. 4, jedoch als bifilare Spirale zwischen Wachs montiert nach Fig. 1.		für $+0{,}01\ \Omega$							
	26. VII. 06.	$+91{,}3_5$	0,32	2150	26,15	$+30{,}9$	$+0{,}00338$	14,16$_8$	$+0{,}0_20239$
	„	$+91{,}6_2$	0,68	4500	25,94	$+44{,}2$	$+0{,}00482$	14,15$_4$	$+0{,}0_20341$
	„	$+91{,}8_9$	1,05	6820	25,66	$+20{,}8$	$+0{,}00226$	14,13$_8$	$+0{,}0_20160$
	„	$+92{,}1_5$	1,40	8440	25,55	$-27{,}5$	$-0{,}00298$	14,12$_8$	$-0{,}0_20211$
	„	$+92{,}4_2$	2,62	11190	25,50	$-107{,}2$	$-0{,}01160$	14,12$_4$	$-0{,}0_20821$
	„	$+92{,}6_8$	8,04	16210	25,88	$-150{,}3$	$-0{,}01622$	14,15$_0$	$-0{,}0_21146$
Dasselbe.		für $+0{,}001\ \Omega$							
	24. VII. 06.	$+9.45$	7,53	15930	21,70	$-147{,}3$	$-0{,}01559$	13,87$_3$	$-0{,}0_21124$

Um einen besseren Überblick über die erhaltenen Resultate zu gewinnen, sind für sämtliche untersuchten Metalle die Widerstandsänderungen $\frac{\Delta W}{W_t}$ als Funktion der Feldstärke H graphisch dargestellt (s. Fig. 6 u. 7). Dabei ist jedoch zu beachten, daß die Kurven zum Teil in verschiedenen Ordinatenmaßstäben aufgetragen sind und sich deshalb nicht ohne weiteres direkt miteinander vergleichen lassen.

Betrachtet man diese Kurven in Bezug auf den allgemeinen Charakter der Widerstandsänderung in Abhängigkeit von der Feldstärke, ohne zunächst auf die numerischen Werte Rücksicht zu nehmen, so fällt sofort auf, daß die ferromagnetischen Metalle (Fig. 7) sich gänzlich verschieden von den para- und diamagnetischen (Fig. 6) verhalten. Die untersuchten para- und diamagnetischen Metalle zeigen durchweg eine Widerstandsvergrößerung im magnetischen Feld. Dies Resultat widerspricht insofern der in der Literatur vorhandenen Anschauung, als man bisher glaubte, bei paramagnetischen Metallen ein den diamagnetischen entgegengesetztes Verhalten annehmen zu müssen, d. h. eine Widerstandsverminderung infolge von Magnetisierung vorauszusetzen. Diese irrtümliche Auffassung beruht auf der nicht zutreffenden Annahme, daß paramagnetische Metalle sich bei der Magnetisierung ebenso verhalten wie ferromagnetische, also daß man die bei ferromagnetischen Metallen tatsächlich beobachteten Widerstandsverminderungen auch glaubte voraussetzen zu dürfen bei paramagnetischen Metallen, bei denen Widerstandsänderungen infolge von Magnetisierung bisher überhaupt noch nicht mit Sicherheit nachgewiesen worden sind. Daß bezüglich der Widerstandsänderungen im Magnetfeld ein solcher Unterschied zwischen paramagnetischen und diamagnetischen Metallen ohne weiteres nicht vorausgesetzt zu werden braucht, erhellt auch schon aus der bekannten und durch die vorliegenden Messungen in größerem Umfange bestätigten Tatsache, daß die Größe der Widerstandsänderungen in keinem bemerk-

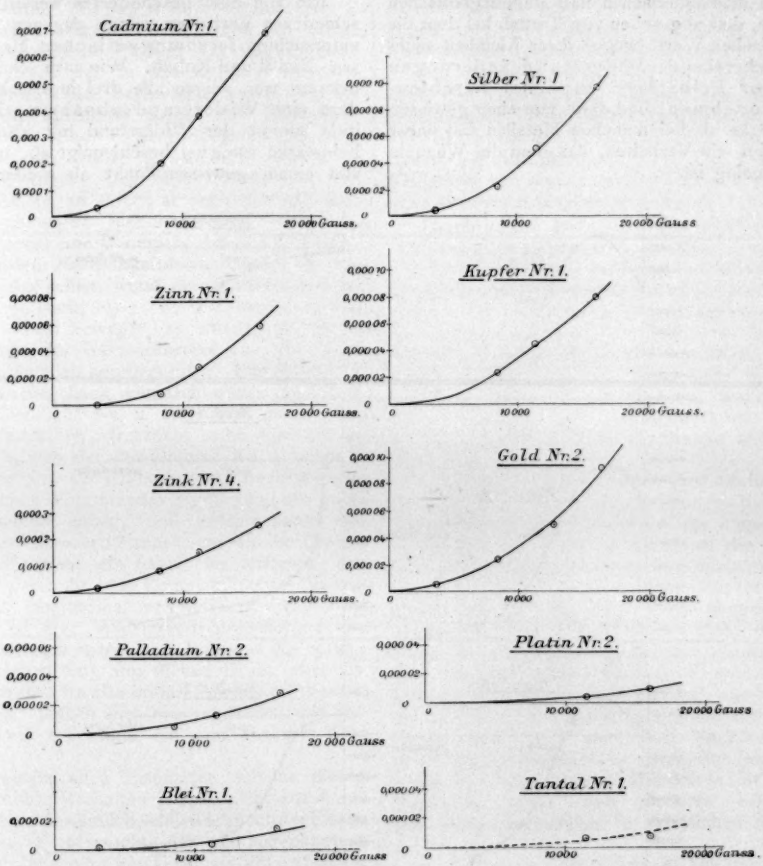


Fig. 6.

baren Zusammenhang mit der Suszeptibilität steht.

Allerdings wäre es auch nicht ausgeschlossen, daß die paramagnetischen Metalle im Magnetfeld in Wirklichkeit eine Verminderung ihres spezifischen Widerstandes infolge molekularer Umlagerung erfahren, daß diese Widerstandsverminderung jedoch dadurch verdeckt wird, daß bei Erregung des zur Stromrichtung senkrechten Magnetfeldes die vorher über den Querschnitt des Drahtes gleichmäßig verteilten Stromfäden eine Verschiebung erfahren, wodurch eine scheinbare Vermehrung des Widerstandes eintreten müßte. Ob diese jedoch hinreichen könnte, eine etwa vorhandene Widerstandsverminderung zu verdecken, wäre erst durch Rechnung festzustellen.

Weiter zeigt die Betrachtung der Kurven für die diamagnetischen und paramagnetischen Metalle, daß, abgesehen von Tantal, bei dem die numerischen Werte wegen ihrer Kleinheit nicht ganz sicher sind, die Widerstandsänderungen mit der Feldstärke zunächst beschleunigt zunehmen, und dann von einer gewissen Feldstärke ab bei manchen Metallen fast linear verlaufen, ein Verhalten, das dem des Wismuts ganz analog ist.

Bemerkenswert ist ferner noch das Verhalten des Palladiums; bei diesem ging nämlich der Widerstand nach dem Aufhören der magnetisierenden Kraft nicht momentan wieder auf den Anfangswert zurück, wie bei den anderen Metallen, sondern erst nach ca. $^1/_2$ Minute. Diese Erscheinung wurde jedoch vorläufig nicht weiter verfolgt.

Ordnet man die diamagnetischen und paramagnetischen Metalle entsprechend der Größe ihrer Widerstandsänderungen in starken Feldern, so ergibt sich folgende Reihe:

(Wismut), Kadmium, Zink, Silber, Gold, Kupfer, Zinn, Palladium, Blei, Platin, Tantal.

Ein von dem geschilderten wesentlich verschiedenes Verhalten zeigen dagegen die drei untersuchten ferromagnetischen Metalle Eisen, Nickel und Kobalt. Wie auch schon früher bekannt war, zeigen alle drei in starken Feldern eine Widerstandsabnahme. Bei Kobalt nimmt der Widerstand mit wachsender Feldstärke zunächst beschleunigt ab, um dann von einem gewissen Punkt ab wieder immer

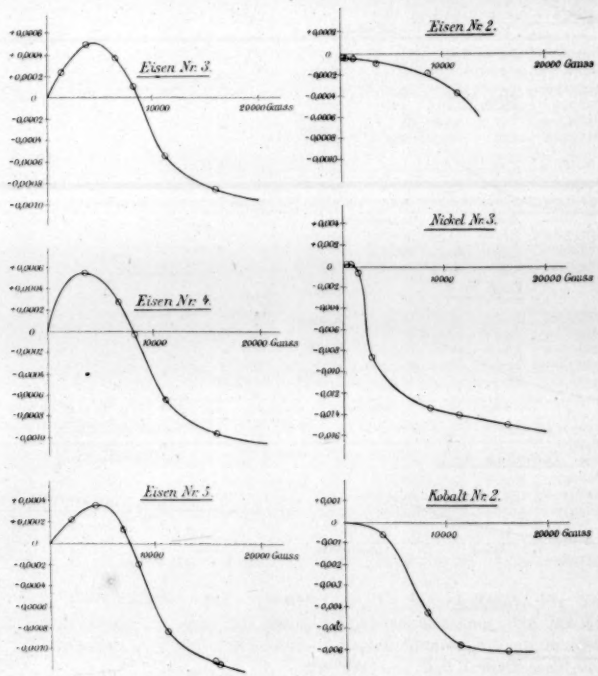


Fig. 7.

langsamer abzunehmen. Der Verlauf dieser Kurve erinnert an den der Magnetisierungskurve, was auch von vornherein erklärlich ist, da für die Größe der Widerstandsänderung die im Innern des Drahtes herrschende induzierte Feldstärke sicherlich von Einfluß ist.

Sehr eigentümlich ist das Verhalten der Eisendrähte No. 3, 4 und 5; alle drei ergaben nämlich stets bei steigender Feldstärke zuerst eine Widerstandszunahme, deren Maximum bei etwa 4000 Gauß liegt und ca. 0,0004 bis 0,0005 beträgt. Bei ca. 8000 Gauß war dann wieder der Anfangswert des Widerstandes erreicht und erst darüber hinaus trat eine Widerstandsabnahme ein. Diese Drähte waren von Hartmann & Braun in Bockenheim bezogen, und zwar besitzt No. 3 eine Stärke von 0,1 mm, No. 4 und 5 dagegen eine solche von nur 0,05 mm. Als bei dem Eisendraht No. 3, der zwischen Siegellack eingebettet lag, zuerst diese eigentümliche Umkehr der magnetischen Wirkung, von der in der Literatur nirgends etwas erwähnt ist, beobachtet wurde, lag zunächst die Annahme nahe, der Eisendraht könnte trotz seiner festen Einbettung sich noch bewegen oder würde von dem Magneten so stark angezogen, daß eine Deformation der Kupferstreifen, an denen er angelötet war, hervorgebracht würde. Jedoch war beim Einschalten des Magneten eine Bewegung der den Draht einschließenden Hartgummiplatten nicht zu bemerken, und selbst, wenn man die letzteren absichtlich so stark, als es der Polabstand zuließ, mit der Hand bewegte, so wurden hierdurch Ausschläge des Galvanometers von nur ca. 3 bis 5 Skalenteilen hervorgerufen. Der gleichfalls zwischen Siegellack eingeschlossene 0,05 mm dicke Eisendraht No. 4 zeigt fast genau das gleiche Verhalten, trotzdem seine Eisenmasse nur ca. $^1/_4$ von der des Drahtes No. 3 beträgt. Es bliebe also zur Erklärung der beobachteten anfänglichen Widerstandsvergrößerung nur noch die Annahme übrig, daß entsprechend der Dicke der Glimmerblättchen, um die die Drähte gewickelt waren, ein Stück der letzteren, begünstigt durch die hohe Permeabilität des Eisens, vielleicht longitudinal magnetisiert würde und demgemäß eine Widerstandsvergrößerung erführe. Deshalb wurde das Präparat No. 5 aus dem gleichen 0,05 mm dicken Draht, aber als vollkommen flache bifilare Spirale (auf Wachs) gewickelt. Jedoch auch hier ergab sich, wie aus den Kurven ersichtlich, ein ganz analoges Verhalten.

Allgemein allen Eisenarten scheint dieses eigentümliche Verhalten jedoch nicht zuzukommen. Es wurde nämlich schließlich noch der Eisendraht No. 2 untersucht, der aus sogenanntem Klavierdraht von 0,2 mm Dicke als bifilare Spirale zwischen Wachs hergestellt war; er sollte zu den Hauptversuchen eigentlich nicht benutzt werden, weil diese Art der Montierung bei der verhältnismäßig großen Eisenmasse nicht als sicher genug erschien; jedoch können die bei geringeren Feldstärken erhaltenen Resultate wohl als genügend beweiskräftig gelten. Dieser Draht zeigte von vornherein, schon bei den geringsten Feldstärken, eine Widerstandsabnahme. Es scheint sich also auch hier zu bestätigen, daß die magnetischen Eigenschaften des Eisens durch geringe Verunreinigungen und Zusätze stark verändert werden. Um vollkommene Klarheit in dieser Frage zu erzielen, wäre die Untersuchung einer möglichst großen Zahl von Eisensorten erforderlich, was einer besonderen Arbeit vorbehalten bleiben soll.

Nach diesen Beobachtungen erklärt es sich auch zwanglos, weshalb manche Forscher beim Eisen eine Widerstandsvermehrung, andere dagegen eine Widerstandsverminderung infolge transversaler Magnetisierung beobachteten.

Ein ähnliches Verhalten wie Eisen zeigt auch der Nickeldraht, indem auch hier bei zunehmender Feldstärke zunächst eine Widerstandsvergrößerung (im Maximum 0,0005 bei etwa 600 Gauß), und erst von einer Feldstärke von etwa 1000 Gauß ab eine Widerstandsverminderung eintrat.

Durch unsere Beobachtungen an Eisen und Nickel werden teilweise die Angaben von Herrn Garbasso[1]) insofern bestätigt, als er ebenfalls für Eisen und Nickel eine Zunahme des Widerstandes bei transversaler Magnetisierung findet; nach ihm soll indessen das Maximum bei 3300 bezw. 2200 Gauß liegen und den Wert 0,0026 bezw. 0,0125 erreichen. Von einer späteren Abnahme des Widerstandes bei wachsender Feldstärke unter den Anfangswert ist jedoch in der Arbeit des Herrn Garbasso nichts erwähnt.

Eine genaue numerische Bestimmung der remanenten Widerstandsänderungen bei Eisen, Nickel und Kobalt konnte auf die angegebene Art nicht ausgeführt werden, weil die Drähte ja stets zwischen den Polen verbleiben mußten, und in diesem Fall die Wirkung des remanenten Feldes des Magneten nicht ausgeschaltet werden konnte. Jedoch sei erwähnt, daß bei Eisen No. 3, 4 und 5 nach dem Ausschalten des Magneten der Widerstand stets einen höheren Wert als zu Anfang besaß, auch wenn die Feldstärke mehr als 8000 Gauß betragen hatte, d. h. also, auch nachdem eine Widerstandsverminderung stattgefunden hatte. Nach den angegebenen Resultaten ist dieses Verhalten auch ohne weiteres erklärlich, weil diese Eisendrähte in schwachen Magnet-

1) A. Garbasso, Atti di Torino **27**, 839, 1891; Naturw. Rundschau **6**, 637, 1891.

feldern, also auch im remanenten Feld des Elektromagneten eine Widerstandsvergrößerung zeigen.

Von den ferromagnetischen Metallen zeigt in starken Feldern Nickel die größte Widerstandsverminderung, dann folgt Kobalt und dann Eisen.

In dem vorliegenden Beobachtungsmaterial, das wir durch weitere Versuche noch auszudehnen beabsichtigen, ist nunmehr für eine größere Anzahl von Metallen das Verhalten ihrer Leitfähigkeit im magnetischen Felde mit Sicherheit festgestellt und somit eine breitere experimentelle Grundlage für die Theorie der Elektronenbewegung in Metallen gewonnen.

Zum Schlusse möchten wir auch an dieser Stelle den Herren Kandidaten Alfred Brasch und Georg Fuchs, die uns sowohl bei der Bestimmung der Feldstärken und der absoluten Widerstände der Metalldrähte, als auch bei den Berechnungen wertvolle Hilfe geleistet haben, unsern verbindlichen Dank aussprechen.

Diskussion.

Gans (Tübingen): Ich möchte den Vortragenden gern nach einem Punkt fragen. Nach den Vorstellungen, die man sich über den Mechanismus dieser Widerstandsänderungen gemacht hat, ist es nicht unwahrscheinlich, daß die Größe der Widerstandsänderung davon abhängt, ob der Vorgang adiabatisch oder isotherm vor sich geht, d. h. also, die Änderungen würden andere sein, wenn man die Drähte in Wachs einbettet oder ob man sie in ein nichtleitendes Flüssigkeitsbad hineinsetzt. Einfacher würde für den Vergleich mit der Theorie die isotherme Widerstandsänderung sein, während hier die adiabatische vorliegt. Denn wenn ich nicht irre, sagte der Vortragende, daß es eine bestimmte Zeit dauerte, bis die Widerstandsänderung vollständig eintrat, und das spricht dafür, daß der Vortragende einen adiabatischen Effekt gemessen hat. Ich frage nun, ob durch Versuche festgestellt ist, ob dieses den Tatsachen entspricht oder wahrscheinlich gemacht wird.

Vortragender: Die Widerstandsänderung trat sofort bei der Magnetisierung ein, die Galvanometerablesung erfolgte in Rücksicht auf die Schwingungsdauer des Galvanometers nach 20 bezw. 30 Sekunden. Versuche, darüber, ob der Vorgang ein adiabatischer oder isothermer ist, haben wir nicht ausgeführt.

Leo Grunmach (Berlin), Experimentelle Bestimmung der Oberflächenspannung von verflüssigtem Sauerstoff und verflüssigtem Stickstoff.[1])

In drei früheren Abhandlungen, welche der Berliner Akademie vorgelegt worden sind[2]), und über welche ich auf früheren Naturforscherversammlungen (zu Aachen, zu Hamburg und zu Breslau) zu berichten die Ehre hatte[3]), habe ich gezeigt, daß man die Kapillarwellenmethode zur genauen Bestimmung der Oberflächenspannungen verflüssigter Gase, und wenn deren kritische Temperaturen bekannt sind, auch zur Ermittelung ihrer Molekulargewichte anwenden kann.

In der vorliegenden Arbeit, welche eine Fortsetzung dieser Untersuchungen bildet, will ich mir erlauben, über die Ergebnisse meiner Messungen an flüssigem Sauerstoff und an flüssigem Stickstoff in Kürze zu berichten. Der flüssige Sauerstoff wurde in größeren Dewarschen Flaschen (mit 98 Proz. Reingehalt) bezogen von der Aktiengesellschaft für Markt- und Kühlhallen in Berlin, der flüssige Stickstoff durch freundliche Vermittelung des Herrn Prof. Dr. von Linde von der Gesellschaft für Lindes Eismaschinen aus München. Der letztere war dadurch hergestellt worden, daß Stickstoff, der durch Rektifikation flüssiger Luft gewonnen und in Stahlflaschen komprimiert worden war, mit Hilfe flüssiger Luft verflüssigt wurde. Der komprimierte Stickstoff in den Stahlflaschen hatte nach den Angaben des Herrn Dr. F. Linde einen Sauerstoffgehalt von etwa 1,6 Proz.; der verflüssigte Stickstoff aber kann bis auf einen kleinen Gehalt an Argon als rein angesehen werden, nur ist es nicht ausgeschlossen, daß beim Einfüllen des verflüssigten Stickstoffs in die Dewarsche Glasflasche etwas Sauerstoff aus der Atmosphäre in die Flüssigkeit übergegangen ist. Übrigens wird die Reinheit sowohl des flüssigen Sauerstoffs, wie des flüssigen Stickstoffs durch die an ihnen ausgeführten, weiter unten mitgeteilten Siedepunktsbestimmungen vollauf bestätigt. Für die Versuche wurden die verflüssigten Gase aus den größeren Dewarschen Flaschen durch Filter in die zur Beobachtung dienenden halbkugelförmigen Dewarschen Gefäße hineinfiltriert, welche möglichst erschütterungsfrei auf einem die Grundplatte des Stimmgabelstativs frei durchsetzenden, also unabhängig von ihm fest aufgestellten Dreifuße ruhten. Die Gefäße sind ebenso wie die Stimmgabelspitzen auf das sorgfältigste zu reinigen. Ist an einer Stelle die geringste Spur einer Verunreinigung vorhanden, so steigen von

1) Aus den Sitzungsber. der Berliner Akademie d. Wissensch. vom 26. Juli 1906. S. 679.

2) L. Grunmach, Berliner Berichte, 1900, S. 829; 1901, S. 914 und 1904, S. 1198.

3) Diese Zeitschr. 1, 613, 1900; 3, 217, 1902; 5, 677, 1904.

dort ununterbrochen Gasbläschen auf, die die Ausbildung der Kapillarwellen stören und eine genaue Messung derselben vereiteln. Sind aber Gefäße und Spitzen vollkommen rein, und werden letztere nur wenig eingetaucht, so treten bei vorsichtigem Erregen der Stimmgabel die Kapillarwellen mit einer Schärfe und Unveränderlichkeit auf, wie man sie schöner nicht auf reinstem Quecksilber erhalten kann. Nur bei der ersten Messungsreihe mit Sauerstoff — deren Ergebnis deshalb hernach auch nur das Gewicht $^1/_2$ beigelegt wird — fand häufiger von einer Stelle der Gefäßwand aus eine die Schärfe der Kapillarwellen störende Gasentwickelung statt, als deren Ursache sich später ein an jener Stelle befindliches Bläschen in der Glaswandung herausstellte. Die Versuchsanordnung und die Beobachtungsmethode waren die gleichen, wie bei meinen früheren Versuchen [1]); nur kam diesmal nicht die früher benutzte Stimmgabel (von 253 Schwingungen) zur Verwendung, sondern, um längere Kapillarwellen zu erhalten, eine mit Platinspitzen versehene, mit P. T. R. II 189 bezeichnete Stimmgabel von geringerer Schwingungszahl, die nach den Bestimmungen der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt durch die Gleichung gegeben ist:

$$n_t = 156{,}94 - 0{,}016\,(t - 19^0\ \mathrm{C}).$$

Zur Berechnung der Oberflächenspannung diente wieder die allgemeine Gleichung

$$\alpha = \frac{\sigma n^2 \lambda^3}{2\pi} - g\frac{\lambda^2 \sigma}{4\pi^2}\ \mathrm{dyn/cm},$$

in welcher σ die Dichte, n die Schwingungszahl, λ die Wellenlänge und g die Erdbeschleunigung bedeuten.

Bevor ich zur Mitteilung der Messungen selbst übergehe, möchte ich hier noch auf eine merkwürdige Bewegungserscheinung der Flüssigkeitsoberfläche hinweisen, die ich früher schon bei meinen Versuchen mit flüssiger Luft beobachtet und erwähnt [2]), und die ich jetzt wieder mit großer Deutlichkeit beobachtet habe. Sobald nämlich die Stimmgabelspitzen die Oberfläche der verflüssigten Gase berühren, ohne von ihnen infolge des Leidenfrostschen Phänomens benetzt zu werden, bildet sich zwischen den Spitzen, auch ohne Erregung der Stimmgabel, ein zwar schwaches, aber bei erschütterungsfreier Aufstellung und vollkommen ruhiger Oberfläche deutlich erkennbares System hyperbolischer Interferenzwellen von sehr geringer Wellenlänge aus, und gleichzeitig hört man deutlich einen schwachen Ton von bestimmter Höhe erklingen, dessen Entstehen vielleicht auf folgende Weise seine Erklärung finden dürfte: Die an den Stimmgabelspitzen ununterbrochen entstehenden und wieder verschwindenden Gasbläschen versetzen die Flüssigkeit in der Umgebung der Spitzen in periodische Schwingungen und erzeugen den erwähnten Ton, ähnlich der Erscheinung des Singens von Flüssigkeiten unmittelbar vor dem Kochen. Werden die Stimmgabelspitzen vorsichtig ein wenig tiefer eingetaucht, so bleibt die Erscheinung bis zu einer gewissen Tiefe des Eintauchens unverändert, bei noch etwas tieferem Eintauchen aber erfährt das Interferenzwellensystem plötzlich eine sprungweise Veränderung, indem die Wellenlänge kleiner wird, und gleichzeitig schlägt der Ton in einen um ein bestimmtes Intervall höheren Ton über. Bei weiterem vorsichtigen Eintauchen der Spitzen bleibt bis zu einer gewissen Tiefe wieder diese Erscheinung unverändert bestehen und verschwindet erst, wenn die Spitzen so tief in die Flüssigkeit eintauchen, daß die von der Stimmgabel ihnen zugeführte Wärme zur Aufrechthaltung des Leidenfrostschen Phänomens nicht mehr ausreicht, und rings um die Stimmgabelspitzen herum ein stürmisches Sieden beginnt. Daß diese Erscheinung bei den vorliegenden Versuchen besser beobachtet werden konnte, als bei meinen vorher erwähnten Versuchen mit flüssiger Luft, dürfte wohl von der verschiedenen Form herrühren, welche die Spitzenpaare der beiden Stimmgabeln besitzen. Bei der früher benutzten Stimmgabel waren die Stahlspitzen etwa dreimal so lang, als die Platinspitzen der jetzt benutzten Stimmgabel, so daß diesmal von der auf Zimmertemperatur befindlichen Stimmgabel aus eine größere Wärmemenge den Spitzen zugeführt wurde, und infolgedessen das Leidenfrostsche Phänomen sich besser ausbilden und länger erhalten konnte.

Ich gehe nunmehr zur Mitteilung der Messungen selbst über:

I. Verflüssigter Sauerstoff.

Den Siedepunkt des Sauerstoffs habe ich mittels eines von C. Richter aus Jenenser Glas 16^{III} hergestellten, von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt geprüften Pentanthermometers P. T. R. II 20 286 besonders bestimmt und ihn gefunden zu $-182{,}65^0$ C bei dem Barometerstande $\beta_0 = 762{,}22$ mm, in vollkommener Übereinstimmnng mit dem Werte, den Herr Holborn [1]) für den Siedepunkt findet, nämlich $-182{,}7^0$ C bei $\beta_0 = 760$ mm, während Hr. Dewar [2]) $-182{,}5^0$ C als den wahrscheinlichsten Wert für den Siedepunkt des Sauerstoffs angibt. Unter Annahme der von Hrn. Holborn mitgeteilten Daten über die Tension des Sauerstoffs, nämlich, daß in der Nähe des Siedepunktes einer Druckdifferenz von 18,86 mm

1) L. Grunmach, a. a. O.
2) L. Grunmach, Berliner Berichte, 1901, S. 915.

1) L. Holborn, Ann. d. Phys. (4) **6**, 254, 1901.
2) J. Dewar, Proc. of Roy. Soc. **68**, 44, 1901.

eine Temperaturdifferenz von 0,56° C entspricht, habe ich dann für die bei den anderen Versuchsreihen herrschenden Barometerstände die Siedetemperaturen berechnet. Für die Dichte des verflüssigten Sauerstoffs bei der Siedetemperatur −182,65° C habe ich den Wert 1,135 angenommen[1]) und für die anderen bei den Versuchen vorkommenden Siedetemperaturen die Dichten berechnet unter Annahme der von den Herren Baly und Donnan[2]) mitgeteilten Daten über die Änderung der Dichte des flüssigen Sauerstoffs mit der Temperatur, nämlich, daß einer Temperaturdifferenz von 1° C eine Änderung in der Dichte von 0,005 entspricht.

Um nun zur Mitteilung der Ergebnisse der eigentlichen Kapillarwellenmessungen überzugehen, so sind vier unabhängige Beobachtungsreihen mit flüssigem Sauerstoff ausgeführt worden, deren jede wieder aus 10 gut untereinander übereinstimmenden Einzelbeobachtungen bestand; jede Einzelbeobachtung umfaßte 12 bis 15 Intervalle. In der folgenden tabellarischen Zusammenstellung sind nur die Mittelwerte der vier Beobachtungsreihen mitgeteilt. Die Bedeutung der einzelnen Kolumnen ist aus den Überschriften ersichtlich, zu Kolumne 5 sei nur bemerkt, daß die darin mitgeteilten Werte der Spitzenentfernung der Stimmgabel in Mikrometerpartes die Mittelwerte der Messungen sind, welche am Anfang und am Schluß jeder einzelnen Beobachtungsreihe ausgeführt worden sind, und daß diese Spitzenentfernung andererseits mittels eines Vertikalkomparators zu 17,7674 mm gefunden worden war.

II. Verflüssigter Stickstoff.

Die Siedetemperatur des Stickstoffs wurde gleichfalls besonders mittels des Pentanthermometers bestimmt und bei dem Barometerstande $\beta_0 = 749{,}1$ mm zu −195,9° C gefunden, in guter Übereinstimmung mit den Werten, die die HH. Fischer und Alt[1]) für den Siedepunkt mitteilen, nämlich −196,176° C bei 714,5 mm und −195,67° C bei 760 mm, während für die Dichte des verflüssigten Stickstoffs nach den Angaben von Baly und Donnan[2]), sowie von Behn und Kiebitz[3]) bei −195,9° C der Wert 0,791 angenommen wurde.

An Kapillarwellenmessungen wurde mit dem zur Verfügung stehenden flüssigen Stickstoff von 2 Litern eine größere Beobachtungsreihe ausgeführt, die aus 20 sehr gut untereinander übereinstimmenden Einzelbeobachtungen bestand und im Hauptmittel für ein Intervall $= \frac{\lambda}{2}$ den Wert 77,036 + 0059 Mikr.-part. lieferte, während die Spitzenentfernung (wieder = 17,7674 mm) im Mittel 1925,5 Mikr.-part. betrug. Dabei war die mittlere Temperatur der Stimmgabel 18,35° C, und ihre Schwingungszahl $n = 156{,}95$, so daß sich aus diesen Daten bei der Siedetemperatur −195,9° C die Oberflächenspannung des verflüssigten Stickstoffs zu

$$\alpha = 8{,}514 \text{ dyn/cm} \pm 0{,}020$$

und die spezifische Kohäsion des verflüssigten Stickstoffs zu

$$a^2 = 21{,}527$$

berechnet.[4])

Meine Messungen an reinem Sauerstoff und

1. No. der Beobachtgs.-reihe	2. Reduzierter Barometerstand in mm	3. Zugehörige Siedetemp. des flüssigen Sauerstoffs	4. Entsprech. Dichte σ des Sauerstoffs	5. Mittl. Spitzenentfernung in Mikrometerpartes	6. Mittlere halbe Wellenlänge $\frac{\lambda}{2}$ in Mikrometerpartes	7. Mittl. Temperatur t der Stimmgabel in °C	8. Schwingungszahl n der Stimmgabel bei der Temp. t	9. Oberflächenspannung α d. flüss. Sauerst. in dyn/cm
1.	748,60	−183,05	1,137	1935,30	79,669	18,6	156,95	13,324
2.	762,22	−182,65	1,135	1921,84	78,579	20,0	156,94	13,051
3.	763,80	−182,60	1,135	1923,40	78,494	19,7	156,94	12,975
4.	763,80	−182,60	1,135	1923,40	78,677	18,5	156,95	13,071

Im Mittel ergibt sich also bei der Siedetemperatur −182,7 °C die Oberflächenspannung des flüssigen Sauerstoffs:

$$\alpha = 13{,}074 \text{ dyn/cm} \pm 0{,}066$$

und die spezifische Kohäsion des flüssigen Sauerstoffs:

$$a^2 = \frac{2\alpha}{\sigma} = 23{,}038.$$

an reinem Stickstoff schließen sich gut meinen früheren Messungen[5]) an flüssiger Luft bei ver-

1) J. Dewar, Chem. News **73**, 40, 1896; J. Drugman und W. Ramsay, Journ. Chem. Soc. **77**, 1228, 1900.

2) E. C. C. Baly und F. G. Donnan, Journ. Chem. Soc. **81**, 911, 1902.

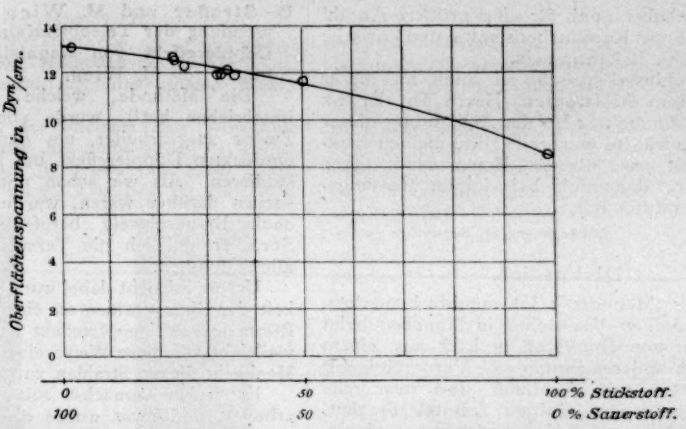
1) K. F. Fischer und H. Alt, Münch. Ber. 1902, S. 113; Ann. d. Phys. (4) **9**, 1149, 1902.

2) E. C. C. Baly und F. G. Donnan, Journ. Chem. Soc. **81**, 911, 1902.

3) U. Behn und F. Kiebitz, Ann. d. Phys. (4) **12**, 421, 1903.

4) Aus Messungen kapillarer Steighöhen finden die HH. Baly und Donnan (Trans Chem. Soc. p. 918, 1902) bei −193° C für die Oberflächenspannung des Stickstoffs den Wert 8,27 dyn/cm und für die des Sauerstoffs 13,23 dyn/cm bei −183° C, in guter Übereinstimmung mit meinen nach der Kapillarwellenmethode gefundenen Werten.

5) L. Grunmach, Berliner Berichte, 1901, 914.



schiedenem Sauerstoffgehalte an. In der obenstehenden graphischen Darstellung sind die früheren Messungsergebnisse mit den vorliegenden zu einer Kurve vereinigt.

Zur Berechnung des Molekulargewichts M dient nun die Gleichung[1])

$$M = \sigma \sqrt{\left(\frac{2{,}227\,(\Theta - T)}{\alpha}\right)^3}$$

in welcher Θ die kritische Temperatur und T die Beobachtungs-(Siede-)temperatur der Flüssigkeit in ^{0} C bedeuten. Setzt man daher in diese Gleichung als kritische Temperaturen für Sauerstoff[2]), bez. für Stickstoff[3]) die Werte -118^0 C, bez. -146^0 C ein, so erhält man unter Benutzung der entsprechenden, vorhin angeführten Werte von σ, α und T

für das Molekulargewicht des flüssigen Sauerstoffs	und für das Molekulargewicht des flüssigen Stickstoffs
$M_{O_2} = 40{,}70$ (Gew. $^1/_2$)	$M_{N_2} = \mathbf{37{,}30}$
41,59	
41,91	
41,44	
i. Mitt. **41,51**	

während die Molekulargewichte des Sauerstoffs und des Stickstoffs im gasförmigen Zustande 32,00 und 28,08 betragen. Sowohl Sauerstoff wie Stickstoff scheinen sich also nicht wie normale, sondern wie assoziierende Flüssigkeiten zu verhalten, die im flüssigen Zustande ein höheres Molekulargewicht besitzen, als im gasförmigen. Dasselbe hat sich aus meinen früheren Versuchen[1]) für Chlor und aus demnächst zu veröffentlichenden Versuchen auch für Brom ergeben. Gleiche Molekulargewichte im flüssigen wie im gasförmigen Zustande ergaben sich dagegen aus meinen früheren Versuchen[2]) für schweflige Säure, für Ammoniak und für Stickstoffoxydul. Es fällt nun sofort auf, daß die Gase, die beim Übergang aus dem gasförmigen in den flüssigen Zustand eine Assoziation erfahren, chemisch einfache Körper, diejenigen dagegen, die im flüssigen, wie im gasförmigen Zustande das gleiche Molekulargewicht besitzen, zusammengesetzte Körper sind. Berechnet man weiter aus den nach der Steighöhenmethode ausgeführten Messungen der Oberflächenspannung von Wasserstoff (Dewar[3]), sowie von Argon und Kohlenoxyd (Baly und Donnan[4]) die Molekulargewichte, so zeigt sich auch hier, daß der zusammengesetzte Körper Kohlenoxyd sich wie eine normale Flüssigkeit verhält, die einfachen Körper Argon und Wasserstoff dagegen wie assoziierende. Um zu entscheiden, ob diesem auffallenden Verhalten vielleicht ein allgemeineres Gesetz zugrunde liegt, demzufolge chemisch einfache Körper bei der Verflüssigung eher zur Assoziation neigen, als chemische Verbindungen,

1) Bei meinen früheren Versuchen (L. Grunmach, Berliner Berichte 1900, S. 837 und 1904, S. 1202) wurde zur Berechnung des Molekulargewichts — worauf mich Herr Präsident Warburg freundlichst aufmerksam machte — versehentlich die Konstante 2,27 anstatt 2,227 benutzt. Infolgedessen sind die dort mitgeteilten Werte für das Molekulargewicht der verflüssigten Gase etwas zu groß und sind in folgende umzuändern:

Für schweflige Säure . .	63,80
„ Ammoniak	16,62
„ Chlor	89,53
„ Stickstoffoxydul . .	42,29

2) S. v. Wroblewski, Sitz.-Ber. Wien. Akad. **91**, S. 701, 1885.

3) S. v. Wroblewski, a. a. O. S. 696; K. Olszewski, C. R. **99**, 134, 1884.

1) L. Grunmach, Berliner Berichte, 1900, S. 837.

2) L. Grunmach, a. a. O. 1900, S. 837; 1904, S. 1202.

3) J. Dewar, Chem. News **84**, p. 49, 1901; Nature, 243, 1901.

4) E. C. C. Baly und F. G. Donnan, Trans. Chem. Soc. **81**, 918, 1902.

müßten zunächst noch für eine größere Anzahl einfacher Körper Kapillarkonstanten und kritische Temperaturen bekannt sein.

Zum Schlusse spreche ich auch an dieser Stelle meinem Assistenten, Herrn Dr. Franz Weidert, für die mir bei der Ausführung dieser Versuche gewährte wertvolle Hilfe meinen herzlichen Dank aus, ebenso Herrn cand. Otto Reinkober, der mich bei einigen Messungsreihen unterstützt hat.

(Eingegangen 17. September 1906.)

Diskussion.

Fischer (München): Ich möchte bemerken, daß nach meinen Versuchen in München beim Übergießen von Stickstoff in Luft aus einem Gefäß in ein anderes immer eine Verunreinigung von Sauerstoff mit unterläuft, und zwar eine Verunreinigung von einigen Zehntel Prozent. Weiter würde es mich interessieren, zu wissen, wie denn die Stickstoffoberfläche bei den Versuchen geschützt war gegen Sauerstoff.

Vortragender: Die Flüssigkeitsoberfläche war, da nicht im luftleeren Raume, sondern stets bei Atmosphärendruck gearbeitet wurde, nicht vor der atmosphärischen Luft geschützt, sondern mit ihr in Berührung.

Fischer: Dann würde auch da eine Verunreinigung mit Sauerstoff durch Kondensation von Luft am Stickstoff eintreten. — Weiter wollte ich fragen, wie denn die Siedepunkte bestimmt waren?

Vortragender: Etwa aus der Luft aufgenommene Spuren von Sauerstoff sind auf die Größe der Oberflächenspannung des verflüssigten Stickstoffs von unmeßbar kleinem Einfluß. — Das stabförmige Pentanthermometer tauchte weit über den Einstellungsindex in das verflüssigte Gas, das sich in einem zylindrischen Vakuumgefäß befand, und konnte durch die Glaswände hindurch sehr genau (bis auf 0,05° C) abgelesen werden. Eine Fadenkorrektion fiel demgemäß fort.

Fischer: Und die Heizung des Stickstoffs resp. Sauerstoffs wurde wesentlich durch Gas bewirkt? (Vortragender stimmt zu.) Also kann auch bei der Siedepunktsbestimmung ein Fehler bis zu $^1/_2$ oder sogar 1° unterlaufen.

Vortragender: Keineswegs. Auch das Eintreten eines Siedeverzugs war bei den angewandten kurzen Dewarschen Gefäßen ausgeschlossen.

Fischer: In Dewargefässen tritt sehr wohl Siedeverzug ein, ich habe die Fragen zu stellen mir erlaubt, da ich gerade in den letzten Jahren mit dem Sieden verflüssigter Gase beschäftigte. Ich werde in meinem Vortrage meine Behauptungen eingehender begründen.

B. Straßer und M. Wien (Danzig), Anwendung der Teleobjektivmethode auf den Dopplereffekt von Kanalstrahlen. Vorgetragen von M. Wien.

Die Methode, welche Herr Zenneck beschrieben hat[1]), wurde vor allem zu dem Zweck ausgearbeitet, um den von J. Stark[2]) entdeckten Dopplereffekt bei Kanalstrahlen zu studieren. Als wir schon mitten in den Versuchen darüber waren, wurde Herr Zenneck nach Braunschweig berufen, so daß Herr Straßer und ich die Versuche allein weiterführen mußten.

Unsere Absicht dabei war, die Geschwindigkeit der Kanalstrahlen an einzelnen Stellen der Röhre mittels Dopplereffekt zu bestimmen, um vielleicht auf diese Weise einen Einblick in die Mechanik dieser Strahlen zu gewinnen.

Es wurde zunächst mit Wasserstoff gearbeitet, und zwar wurde die Kamera so eingestellt, daß H_γ völlig scharf auf der Platte erschien. Mittels einer großen Linse wurde ein stark verkleinertes Bild der Röhre auf den Spalt geworfen, so daß jeder Teil des Spaltes von einer bestimmten Stelle der Röhre Licht empfing. Dabei wurde die Achse der Röhre schief nach unten gestellt (vgl. Fig. 1), so daß

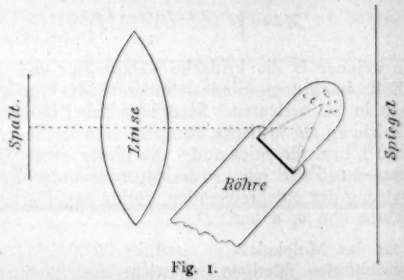


Fig. 1.

für den Dopplereffekt nur die betreffende Komponente der Geschwindigkeit in Betracht kam; bei einer Neigung von 45° also $\frac{\sqrt{2}}{2}$.

Ich möchte Ihnen, ehe ich fortfahre, eine unserer Röhren im Betrieb zeigen. Sie unterscheiden (Fig. 2) das graue Glimmlicht (*a*),

1) Anm. d. Redaktion: Abdruck erfolgt demnächst.
2) Phys. Ztsch. 6, 892, 1905.

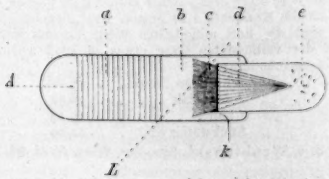


Fig. 2.

den scharf abgegrenzten Dunkelraum (*b*), die erste Kathodenschicht (*c*), das die geometrische Fortsetzung der Kathodenschicht bildende Kanalstrahlenbündel (*d*), das diffuse Kanalstrahlenlicht (*e*).

Als Beispiel sei zunächst eine Aufnahme vorgeführt, welche bei nicht geneigter Röhre, deren Achse also $\perp$ gegen den Spalt stand, gewonnen ist (Fig. 3). Das Bild ist etwa drei-

Fig. 3.

Fig. 4.

mal gegen die Originalaufnahme vergrößert. Sie sehen die ziemlich schmale „ruhende" Linie und daneben scharf getrennt durch einen dunkeln Zwischenraum die breite „bewegte" Linie. Aus der Größe der Ablenkung kann auf die Geschwindigkeit in den einzelnen Teilen der Röhre geschlossen werden.

Die folgende Aufnahme (Fig. 4) ist bei schief gestellter Röhre erhalten, so daß der linke Teil des Bildes von Kanalstrahlen unmittelbar hinter der Kathode herrührt, der obere Teil von den weiter von der Kathode entfernten Kanalstrahlen. Ferner wurde ein Spiegel[1]) (Fig. 1) hinter die Röhre gestellt und das Spiegelbild ebenfalls auf den Spalt geworfen. Daher rührt die zweite bewegte Linie in gleichem Abstande auf der anderen Seite der festen Linie.

Aus der Breite der bewegten Linie kann auf die verschieden große Geschwindigkeit der Lichtträger geschlossen werden. Sie liegt bei 4000 Volt Elektrodenspannung zwischen ca. $2 \cdot 10^7$ [2]) und ca. $8 \cdot 10^7$ cm. Bei kleineren Spannungen — wir haben sie bis zu 1500 Volt reduziert — rückt das Maximum der Abweichung näher an die feste Linie heran, so daß die bewegte Linie im ganzen schmaler wird. Es ergibt sich ferner, daß die bewegte Linie im diffusen Teil schmaler wird, es muß also dort die maximale Geschwindigkeit kleiner sein. Andererseits ist (Fig. 3 und 4) deutlich zu sehen, daß das Minimum der Ablenkung recht konstant ist, die Grenze nach der festen Linie zu ist ziemlich scharf und oben und unten in gleichem Abstand von der festen Linie. Auf diesen Zwischenraum zwischen bewegter und fester Linie macht schon Stark[1]) aufmerksam. Man kann ihn auch deutlich subjektiv im Spektrometer beobachten, indem eine scharfe dunkle Linie sich der Länge nach wie ein Faden über das verwaschene Spaltbild lagert. Wir haben auf jede Weise versucht, diesen Zwischenraum zu überbrücken, er tritt jedoch bei hoher wie bei niedriger Spannung und Druck auf, sowohl im hellen Lichtkern (*d*) der Kanalstrahlen als auch in dem diffusen Teil (*e*). Man muß demnach annehmen, daß entweder die Geschwindigkeit der Kanalstrahlen eine ziemlich scharfe untere Grenze besitzt, oder, daß sie bei dieser Geschwindigkeit aufhören, merklich Licht auszusenden.

Bei schief nach unten gestellter Röhre kommt auf eine Stelle des Spaltes Kanalstrahlenlicht von Orten in verschiedener Entfernung von der Kathode (vgl. Fig. 1 punktierte Linie); also inhomogenes Kanalstrahlenlicht. Es erschien möglich, daß, wenn an eine Stelle des Spaltes nur Kanalstrahlenlicht aus gleicher Entfernung von der Kathode träfe, die Geschwindigkeit weniger verschieden wäre, und daher eine weniger breite, vielleicht sogar eine ziemlich scharfe bewegte Linie entstehen könnte.

In folgender Art haben wir dies zu erzielen versucht: Wenn man an Stelle der Löcher einen schmalen Spalt in die Kathode schneidet, so erhält man an Stelle eines kegelförmigen ein schmales zungenförmiges Kanalstrahlenbündel. Neigt man nun die Röhre nicht nach unten, sondern seitlich, so entwirft die Linie in der Ebene des Kollimatorspaltes ein dreieckiges Bild des Kanalstrahlenbündels, aus dem der Spalt einen schmalen Streifen herausschneidet (vgl. Fig. 5). Das jetzt in den Spalt eindringende Kanalstrahlenlicht rührt von Stellen in an-

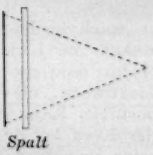


Fig. 5.

1) Rau (diese Ztsch. 7, 421, 1906) hat ebenfalls einen Spiegel zur Umkehrung des Dopplereffekts verwendet.

2) Eine genaue Messung der Minimalgeschwindigkeit ist nicht möglich, da der innere Rand der bewegten Linie zwar deutlich, aber doch nicht ganz scharf begrenzt ist; die Messung ist auch von äußeren Umständen, z. B. der Belichtungsdauer, abhängig.

1) Diese Ztsch. 7, 251, 1906.

nähernd gleicher Entfernung von der Kathode her. Es ergab sich durchaus die gleiche Verbreiterung der bewegten Linie, also müssen die Kanalstrahlen schon unmittelbar hinter der Kathode sehr verschiedene Geschwindigkeit besitzen. Ob dies daher rührt, daß die Ionisation sich in verschiedener Entfernung von der Kathode vollzieht, und daher die Beschleunigung durch das elektrische Feld verschieden groß ist, oder daher, daß das Verhältnis von Ladung zu Masse verschieden groß ist, bleibe dahingestellt.

Wir haben endlich die Frage untersucht, ob auch vor der Kathode in der ersten Kathodenschicht der Dopplereffekt auftritt.

Wenn dabei das Bild der Kathode selbst auf den Spalt geworfen wurde, zeigte sich an begrenzten Stellen deutlich der Effekt. Jedoch lassen sich diese „Flecken" durch Kanalstrahlenlicht erklären, das durch die Löcher von der Hinterseite der Kathode hindurchdrang. Das Bild einzelner dieser Löcher fiel dabei gerade auf den Spalt. Wenn man die Aufstellung so wählte, daß das Bild der Kathode selbst nicht auf den Spalt fiel, sondern nur Licht von der ersten Kathodenschicht (vgl. Fig. 2 die mit L bezeichnete punktierte Linie), so zeigte sich nur die „ruhende" Linie, während wir von der charakteristischen bewegten Linie in unseren Aufnahmen nichts zu erkennen vermochten. Das Licht, das bei diesen Aufnahmen auf den Spalt fällt, zeigt also keinen Dopplereffekt und rührt von ruhenden oder sich verhältnismäßig langsam bewegenden Teilchen her. Es sind darin keine Teilchen vorhanden, welche sich schnell genug bewegen, um einen merklichen Dopplereffekt zu erzeugen, oder, falls es so schnelle Teilchen gibt, so leuchten sie nicht.

Im letzteren Falle müßten wir also annehmen, daß die vor der Kathode dunklen Teilchen in dem Moment des Passierens der Kathode aufleuchten. Dieses Aufleuchten könnte man sich vielleicht in folgender Art erklären:

Nach der Hypothese von Herrn Stark[1]) bestehen die Lichtträger der Kanalstrahlen aus einem positiven Kern und einigen negativen Elektronen, die trotz der Ionisation mit dem positiven Kern verbunden bleiben. Wenn nun der Kern auf die Kathode zufliegt, so werden seine negativen Elektronen immer stärker abgestoßen, so daß sie eine Lagenänderung gegenüber ihrem Kern, der angezogen wird, erfahren. Beim Passieren der Kathode tritt eine plötzliche Kraftänderung ein; dabei erhalten die Elektronen einen Ruck, der sie zum Schwingen und Leuchten veranlassen könnte.

1) J. Stark, diese Ztschr. **6**, 892, 1905.

(Eingegangen 30. September 1906.)

Diskussion.

Gans (Tübingen): Ich möchte auf eine Folgerung hinweisen, die eventuell aus der einen Photographie zu ziehen wäre, bei der sich zeigt, daß der gespiegelte Doppler-Effekt gleich weit von der Linie absteht, wie der nicht gespiegelte. Das ist nicht unbedingt vorherzusehen. Nach der Lorentzschen Theorie hängt nur in erster Annäherung der Doppler-Effekt von der Annäherungsgeschwindigkeit der Teilchen an den Beobachter ab. Wenn wir ihn streng entwickeln, so tritt sowohl die Geschwindigkeit des Beobachters im Äther, als auch die Geschwindigkeit der Teilchen im Äther in die Formel ein. Es würde das Glieder zweiter Ordnung geben. Ob diese klein sind, kann man nicht sagen, da wir nicht wissen, wie groß die Geschwindigkeit der Erde im Äther ist. Aber wir würden durch Ausmessung des Photogramms einen Rückschluß machen können, wie groß höchstens die Geschwindigkeit im Äther sein kann. Nach der erweiterten Lorentzschen Theorie, nach dem Relativitätsprinzip von Lorentz, Einstein und Planck gilt das nicht, da würde die ganze Fragestellung sinnlos sein. Wenn sich aber das Relativitätsprinzip nicht halten sollte, — und diese Fragen sind ja noch in Fluß — so kann man aus diesen Resultaten eine Folgerung über die obere Grenze der Geschwindigkeit der Erde im Äther ziehen.

Vortragender: Es ist leider sehr schwierig, wirklich genaue Messungen der Abstände nach links und rechts anzustellen, weil die Lichtintensität und damit die photographische Wirkung der direkten und gespiegelten Linie nicht gleich gemacht werden kann. Man kann aus den Aufnahmen ersehen, daß die Abweichungen ungefähr gleich groß sind; aber die Genauigkeit dieser Schätzung dürfte 10% kaum übersteigen.

Kaufmann (Bonn): Der plötzliche Abfall des Leuchtens nach der Innenseite hin bei einer gewissen Minimalgeschwindigkeit scheint in Übereinstimmung mit Beobachtungen von Bragg-Kleeman bei α-Strahlen, wonach alle beobachtbaren Wirkungen bei einer unteren Grenzgeschwindigkeit plötzlich aufhören. Es wäre möglich, daß ähnliches bei Kanalstrahlen vorkommt. Die Nichtbeobachtung des Doppler-Effekts vor der Kathode kann vielleicht so zusammenhängen, daß die Strahlen die Geschwindigkeit, welche zur Erzielung eines Doppler-Effekts nötig ist, erst ganz dicht vor der Kathode erhalten. Das stimmt mit unseren Kenntnissen über den Verlauf des Potentialgefälles überein; denn die elektrische Kraft nimmt bei Annäherung an die Kathoden anfangs langsam, dann immer rascher zu, und wird

erst dicht vor der Kathode so groß, daß eine merkliche Geschwindigkeit der Teilchen herauskommt. Der Doppler-Effekt wäre dann vorhanden, aber die leuchtende Schicht der schnellen Strahlen zu dünn, um auf die Platte zu wirken.

Vortragender: Die Möglichkeit kann man nicht bestreiten. Wir können nicht mehr sagen, als daß derjenige Teil des Lichts der ersten Kathodenschicht, welcher bei unseren Aufnahmen auf den Kollimatorspalt fiel, keinen merklichen Doppler-Effekt zeigte.

Kaufmann: Es handelt sich um Schichten von der Dicke eines Bruchteils eines Millimeters.

Stark (Hannover): Ich hatte in Göttingen keine Schwierigkeit, den Doppler-Effekt in der ersten Kathodenschicht nachzuweisen. Ich habe die Versuche nicht weiter ausgedehnt, weil man vor der Kathode kompliziertere Verhältnisse hat, als hinter der Kathode, nämlich auch reflektierte Kanalstrahlen. Aber ich hatte keine Schwierigkeit, den Doppler-Effekt in der ersten Kathodenschicht zu finden. Auch Hull in Cambridge hat an den von der ersten Kathodenschicht emittierten Serienlinien die gleichen Verbreiterungserscheinungen beobachtet, wie hinter der Kathode. Also glaube ich, daß das negative Resultat hier bei den Versuchen des Herrn Wien aus den speziellen Versuchsbedingungen zu erklären ist.

Vortragender: Sollte bei Ihren Versuchen nicht Licht von hinten durch die Löcher der Kathode eingedrungen sein?

Stark: Das ist ausgeschlossen.[1]) Darauf habe ich Rücksicht genommen. Vielleicht bildet der Umstand, daß die Geschwindigkeit in einer dünnen Schicht an der Kathode rasch anwächst, ein Moment, das hier mitgespielt hat. Darf ich fragen, wie groß die Geschwindigkeit bez. der Kathodenfall in Ihren Versuchen und wie lang die erste Kathodenschicht war?

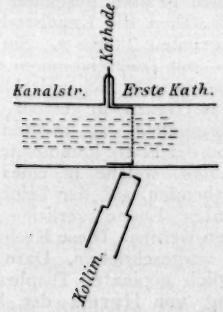
Vortragender: 5—6 mm und 3000 Volt.

Stark: Das ist allerdings schon ziemlich hoch; wenn Sie aber bis zu 5000 Volt gegangen wären und eine längere Kathodenschicht gehabt hätten, dann zweifele ich gar nicht, daß Sie den Doppler-Effekt bekommen hätten, und ich denke, daß weitere Versuche das auch ergeben werden.

Vortragender: Die Möglichkeit gebe ich zu. Wir werden auf diese Anregungen hin jedenfalls unsere Versuche wiederholen und weiter ausdehnen.

Marx (Leipzig): Ich möchte fragen, wie groß ist die Geschwindigkeit, die dem Minimum des Doppler-Effektes entspricht. Nach Beobachtungen von Bragg-Kleeman und Rutherford existiert bei den α-Strahlen für die ionisierende, fluoreszierende und photographische Wirkung genau die gleiche Geschwindigkeitsschwelle von $^1/_{20}$ Lichtgeschwindigkeit; bei dieser Geschwindigkeit bricht die Wirkung plötzlich ab. Nun nimmt man an, daß die ionisierende Kraft durch die lebendige Kraft des Heliumteilchens verursacht ist, und der Schwellenwert der Geschwindigkeit für die

1) Anmerkung bei der Durchsicht der Diskussionsbemerkungen. In der ausführlichen demnächst in den Annalen der Physik erscheinenden Mitteilung meiner Untersuchungen über den Doppler-Effekt bei den Kanalstrahlen habe ich aus dem obenerwähnten Grunde auf eine Veröffentlichung meiner Beobachtungen an der ersten Kathodenschicht verzichtet. Da derartige Beobachtungen nach dem negativen Resultat des Herrn M. Wien im Hinblick auf seine theoretischen Schlußfolgerungen an Bedeutung gewonnen haben, so sei es gestattet, hier die Mitteilung jener Beobachtungen kurz nachzutragen.



Ich besitze von dem Doppler-Effekt in der ersten Kathodenschicht in Wasserstoff ein gutes Prismenspektrogramm. Der elektrometrisch beobachtete Kathodenfall betrug während der Exposition 5000—6000 Volt. Das Kollimatorrohr war so gegen die erste Kathodenschicht gerichtet, wie es aus der beigegebenen Figur zu ersehen ist. Von den Kanalstrahlen hinter der Kathode konnte kein Licht in den Spalt gelangen. Die Kanalstrahlen vor der Kathode liefen gemäß der Neigung des Kollimatorrohres mit einer Geschwindigkeitskomponente auf den Beobachter zu. Bei H_β, H_γ und H_δ ist infolge der unzureichenden Dispersion nur eine Verbreiterung nach Ultraviolett wahrzunehmen, bei H_ε und H_ζ erscheint dagegen die bewegte Linie deutlich von der ruhenden Linie getrennt.

Stellt man das Kollimatorrohr so, daß die Kanalstrahlen der ersten Kathodenschicht normal zu seiner Richtung laufen, so erhält man von dieser die Serienlinien ebenso intensiv — ja intensiver bei Beobachtung der unmittelbar von der Kathodenoberfläche kommenden Lichtemission — und ebenso verbreitert wie von den Kanalstrahlen hinter der Kathode. Dies habe ich durch Aufnahme mehrerer Spektrogramme festgestellt.

Die Lichtemission der ersten Kathodenschicht kann nur so lange ebenso intensiv als diejenige der Kanalstrahlen hinter der Kathode zur Beobachtung kommen, als die Glaswand vor der Kathode durch Zerstäubung nicht merklich geschwärzt ist.

In zukünftigen Beobachtungen über den Doppler-Effekt an den Serienlinien in der ersten Kathodenschicht wird man das Licht von Kanalstrahlen, die hinter der Kathode verlaufen, am besten dadurch ausschließen, daß man die ganze Kathode massiv nimmt, also keine Kanäle in ihr anbringt. Dann kann man die Kanalstrahlen der ersten Kathodenschicht auch unter 45° vom Beobachter fortlaufen lassen oder das Kollimatorrohr normal auf die Oberfläche der Kathode richten. J. Stark.

Ionisation der Quadratwurzel aus dem Atomgewicht umgekehrt proportional ist. Es wäre interessant, zu wissen, ob auch diese Leuchtwirkung der Kanalstrahlen bei einer bestimmt definierten Geschwindigkeit abbricht; sie müßte der Quadratwurzel aus dem Atomgewicht des Kanalstrahlteilchens entsprechend verändert sein, als bei den α-Strahlen.

Vortragender: Die Minimalgeschwindigkeit war bei der von uns untersuchten Linie $H\gamma$ etwa $2 \cdot 10^7$ cm.

Stark: Unterhalb von etwa 230 Volt Geschwindigkeit hat der Doppler-Effekt bei der bekannten Linienserie des Wasserstoffs eine sehr geringe Intensität; oberhalb ist es leicht, ihn zu finden, und zwar um so leichter, je größer die Geschwindigkeit ist.

Runge (Göttingen): In verschiedenen Teilen herrscht verschiedene Geschwindigkeit, nehmen Sie an? Ich konnte an der Projektion nur sehen, daß die Linien schwächer wurden, nicht enger.

Vortragender: Bei der betreffenden Röhre war das Bündel der Kanalstrahlen ziemlich lang. Innerhalb desselben scheint annähernd gleiche Geschwindigkeit zu herrschen. Daher ist die Erscheinung bei dieser Aufnahme nicht deutlich zu sehen. Andere Aufnahmen zeigen jedoch mit Sicherheit, daß im diffusen Teil die maximale Geschwindigkeit geringer ist.

Runge: Es ist also nicht bloß Intensitätsdifferenz?

Vortragender: Nein.

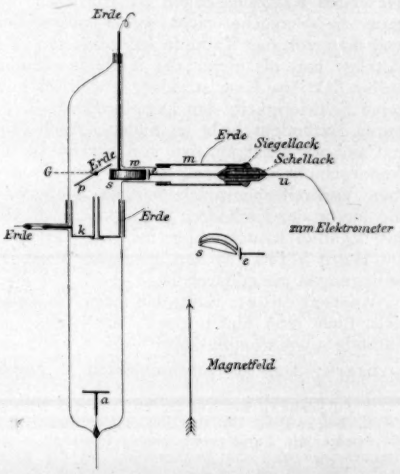
Marx (Leipzig): Bei der Figur sehe ich nicht recht, wie die Konstellationsänderung im Molekül zustande kommen kann; da doch hinter der Kathode keine Kraft mehr wirkt; das ganze Potentialgefälle findet in dem Kathodenfall statt. Die Energie, welche die Konstellationsänderung verbraucht, könnte nicht von außen gedeckt werden.

Vortragender: Der plötzliche Abfall der Kraft und damit der „Ruck" erfolgt im wesentlichen am vorderen Rande der Kathode.

Christian Füchtbauer (Würzburg), **Über die Geschwindigkeit der von Kanalstrahlen und von Kathodenstrahlen beim Auftreffen auf Metalle erzeugten negativen Strahlen.**

Vor einiger Zeit habe ich gezeigt[1]), daß Kanalstrahlen beim Auftreffen auf ein Metall 1. reflektiert werden und 2. eine aus negativen Elektronen bestehende Sekundärstrahlung hervorrufen, die von dem getroffenen Metall diffus ausgeht; ferner, daß die Menge der ausgesandten Elektronen bei verschiedenen Metallen sehr verschieden ist. Diese Verschiedenheit hielt ich für die Ursache der Verschiedenheit des Kathodenfalls der Metalle bei der Glimmentladung. Denn unter den untersuchten Metallen gab dasjenige mit dem kleinsten Kathodenfall, das Aluminium, am meisten negative Elektronen aus. Wesentlich war also der Nachweis, daß die Kanalstrahlen nicht nur das Gas ionisieren, sondern am Metall einen Überschuß von negativen Elektronen in Strahlenform erzeugen.

Ich habe jetzt die Geschwindigkeit bestimmt, mit der diese negativen Elektronen das Metall verlassen. Die benutzte Entladungsröhre zeigt die schematische Skizze. a ist die Anode, k



die mit der Erde verbundene Kathode. An letztere ist ein vorn mit Aluminiumnetz (Maschenweite $^1/_5$ mm) verschlossenes Röhrchen angelötet, damit der Raum hinter der Kathode möglichst vor elektrischen Kräften geschützt ist. Durch das Röhrchen fallen die Kanalstrahlen auf die zur Erde abgeleitete Platte p. Sie ist mittels eines Schliffes (mit Teilkreis) um eine zur Zeichnungsebene senkrechte Achse drehbar. Befand sich nun das Ganze in einem der Röhre parallelen Magnetfeld, so mußten diejenigen unter den von der Platte kommenden negativen Sekundärstrahlen, welche in einer durch die Gerade G gehenden, auf der Zeichnung senkrecht stehenden Ebene verliefen, zu einem Kreis gebogen werden. Diese Kreisbahn wurde den Strahlen vorgeschrieben. Dazu wurde statt der ursprünglich geplanten Diaphragmen nach dem Vorgang von Harms der kreisförmige

1) Diese Zeitschr. 7, 153, 1906.

Kanal s (von rechteckigem Querschnitt) benutzt, weil ein solcher viel leichter präzis anzufertigen ist. Er wölbt sich aus der Ebene der Zeichnung nach vorn heraus. Ein durch die Gerade G senkrecht zur Zeichnung geführter Schnitt ist daneben abgebildet. Die Länge des Kanals, in der Sehne gemessen, war 23 mm, der Radius 20,8 mm, die Breite 4 mm, die Höhe 1,2 mm; zu große Höhe hätte nämlich die Genauigkeit der Messung vermindert. Vor dem Ende des Kanals befand sich die kleine Auffangplatte e. Ihr Stiel u war mit dem Elektrometer verbunden; er war gut isoliert in das zur Erde abgeleitete Metallrohr m eingekittet. Dieses war über den Glasansatz w gekittet, um ein Überkriechen der Elektrizität von der Röhre zum Elektrometer zu verhindern. Auch über der Kathode ist das Glasrohr mit einem geerdeten Schutzring aus Stanniol beklebt. Alle Glasteile im spannungsfreien Teile der Röhre sind zur Verhütung von Ladung durch die Kanalstrahlen mit abgeleitetem Metall ausgekleidet. Der Raum zwischen dem kreisförmigen Kanal und dem Glasansatz w ist mit Stanniol ausgestopft.

Die Versuche wurden in folgender Weise ausgeführt: Den sehr konstanten Strom (0,1 bis 0,2 Milliampere) lieferte eine Influenzmaschine. Das homogene Magnetfeld wurde erhalten durch 2 große, 30 cm weite Spulen, die über die ganze Röhre samt Ansatz so geschoben wurden, daß ihre Achse der Röhrenachse parallel war. Das Feld war der Stromstärke proportional und wurde nachher für eine Stromstärke mit dem Bifilargalvanometer gemessen. Die erforderlichen schwachen und noch dazu der Entladungsbahn parallelen Felder beeinflußten die Entladung nicht merklich, was durch Messung des von der Platte p abfließenden Kanalstrahlenstromes mit einem Galvanometer kontrolliert wurde.

Wurde nun die Erdleitung des Elektrometers aufgehoben, so erhielt es im allgemeinen einen positiven Strom; das erklärt sich so: die Kanalstrahlen ionisieren das Gas und diese Ionen diffundieren durch den kreisförmigen Kanal nach dem Auffänger e. Da aber die negativen Ionen im Kanal stärker durch Absorption vermindert werden als die positiven, so kommen mehr positive hindurch. Variiert man nun das Magnetfeld nach Größe und Richtung, so findet man ein Gebiet, in dem der Elektrometerstrom negativ wird, und man findet für diesen negativen Strom ein auf 10—15 Proz. bestimmbares Maximum. Die Feldstärke, für die dieses Maximum auftritt, entspricht der Geschwindigkeit der größten Menge der Sekundärstrahlen.

Die Hauptresultate sind: das Magnetfeld, bei dem die meisten Elektronen durch den kreisförmigen Kanal hindurchflogen, betrug 8,1 bis 9,0 absolute Einheiten für Platin. Dem entspricht eine Geschwindigkeit der Sekundärstrahlen von $3{,}2 \cdot 10^8$ bis $3{,}5 \cdot 10^8$ $\frac{\text{cm}}{\text{sec}}$, dies entspräche Kathodenstrahlen, die bei einer Elektrodenspannung von 27 bis 30 Volt entstünden, also sehr langsamen. Besonders merkwürdig ist die Tatsache, daß die Geschwindigkeit nicht merklich abhängig ist von der Geschwindigkeit der einfallenden Kanalstrahlen; sie nimmt nämlich höchstens um 10 Proz. ab, wenn die Entladungsspannung von 21000 auf 4500 Volt vermindert wird. Ferner ist die Geschwindigkeit der Sekundärstrahlen unabhängig vom angewandten Gas (versucht wurden Wasserstoff und Luft) und unabhängig vom Einfallswinkel. Die Menge der Strahlen wuchs hingegen stark mit dem Einfallswinkel. Das Maximum fiel nach der Seite größerer Geschwindigkeit bedeutend steiler ab als nach der andern. Z. B. wurde in einem Fall der Strom null, wenn man das Magnetfeld um 30 Proz. verstärkte oder auf $^1/_3$ verminderte, Zahlen, die natürlich keine quantitative Bedeutung haben. Bei Aluminium in Luft schien das Maximum um 10—20 Proz. tiefer zu liegen als bei Platin, doch liegt das nahe an der Fehlergrenze.

Der gleiche Apparat diente zur Messung der Geschwindigkeit der von Kathodenstrahlen erzeugten Sekundärstrahlen. Das erforderliche schwache Magnetfeld beeinflußte das ihm parallele primäre Kathodenstrahlbündel nicht merklich. Der Effekt von Austin und Starke war an der Platte sehr deutlich, d. h. es floß bei schiefem Einfall durch Platin ein positiver Strom ab. Der Elektrometerstrom aber war auch hier im allgemeinen positiv und zeigte ein negatives Gebiet mit scharfem Maximum. Merkwürdigerweise war die Geschwindigkeit der von Kathodenstrahlen erzeugten Sekundärstrahlen wieder die nämliche wie bei den durch Kanalstrahlen erzeugten. Sie war wieder unabhängig von der Geschwindigkeit der einfallenden Kathodenstrahlen (geprüft zwischen 4400 und 19200 Volt Entladungspannung bei Aluminium in Luft). Die Geschwindigkeit der Sekundärstrahlen war die gleiche bei Platin und Aluminium, sowie unabhängig vom Einfallswinkel, während die Menge bei Aluminium viel kleiner ist als bei Platin, sowie bei steilem Einfall viel kleiner als bei schiefem. Wurde nun im Fall der Kathodenstrahlen das Magnetfeld vom Maximum ausgehend verstärkt, so wurde der Strom zum Elektrometer zunächst wieder positiv, bei noch stärkeren Feldern aber wieder negativ. Diese Felder entsprachen Geschwindigkeiten, die von der Größenordnung derjenigen der einfallenden Kathodenstrahlen, wenn auch etwas kleiner als diese, waren. Zu genauer Messung bei so

hoher Feldstärke war der Apparat natürlich nicht geeignet, doch ist damit das Vorhandensein einer Lücke zwischen langsamen sekundären und schnellen „reflektierten" Kathodenstrahlen nachgewiesen.

Das Auftreten der nämlichen Geschwindigkeit der Sekundärstrahlen unter so verschiedenen Bedingungen legt den Gedanken an eine gemeinsame Ursache nahe. Diese könnte 1. darin bestehen, daß die Elektronen nur ausgelöst werden, ihre Geschwindigkeit also durch die Energie der Metallatome bedingt ist; 2. darin, daß durch ultraviolettes Licht oder eine Art Röntgenstrahlen, die am Metall erzeugt und auch wieder absorbiert würden, die negativen Strahlen erzeugt würden. Doch ist dies alles rein hypothetisch.

(Eingegangen 27. September 1906.)

U. Behn und W. Heuse (Frankfurt a. M.), Zur Demonstration der Abbeschen Theorie des Mikroskops.

Unter gleichem Titel hat vor kurzem Herr A. Winkelmann[1]) eine außerordentlich einfache und deshalb hübsche Einrichtung beschrieben, mit Hilfe deren man einige der Abbeschen Versuche über die Theorie des Mikroskops so anstellen kann, daß dieselben in großer Entfernung (12 m)[2]) deutlich sichtbar sind.

Stellt man die genannten Versuche in gebräuchlicher Weise subjektiv an, so läßt man das Licht vor dem Gitter eine enge Blende passieren. Es werden so die einzelnen Beugungsspektren hinter dem Objektiv nach Entfernung des Okulars direkt sichtbar.

Wollte man diese Anordnung zur objektiven Darstellung der Erscheinung benutzen, was gewiß wünschenswert wäre, weil man so die Beugungsbilder selbst durch eine geringe Änderung der Anordnung der Linsen objektiv sichtbar machen könnte[3]), so würde es wegen der zweimaligen Abblendung unmöglich sein, die Erscheinung in größeren Auditorien für alle Plätze sichtbar zu machen.

Was nun besonders an der Anordnung des Herrn Winkelmann auffällt, ist, daß sich vor dem Gitter keine Blende irgendwelcher Art befindet. Erscheint es so auf den ersten Blick auffällig, daß trotzdem der Blendenspalt hinter dem Gitter das Gewünschte leistet, so erklärt sich durch denselben Umstand[4]) auf der anderen Seite, daß der Spalt, der, wie leicht nachzurechnen, nur etwa $^1/_2$ mm breit sein darf, für eine 100fache Vergrößerung genügend Licht durchläßt.

Die einzelnen Beugungsbilder sind Bilder des Lichtkraters; bei Verwendung eines Kreuzgitters nach dem Schema der Fig. 1a angeordnet, überlagern sie sich fast vollkommen

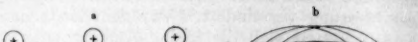


Fig. 1a. Fig. 1b.

Der Einfachheit halber ist in Fig. 1a und b monochromatisches Licht angenommen. — Fig. 1b: Nur von den äußersten Beugungsbildern ist die Begrenzung ausgezogen.

(wie in Fig. 1b gezeichnet), so daß man nicht sagen kann, ein z. B. vertikaler Spalt lasse ausschließlich die Bilder 1, 2, 3, 4, 5 hindurch. Vielmehr läßt er von allen Beugungsbildern fast gleichviel[1]) hindurch. Es kommt hier aber offenbar nur darauf an, daß er von allen anderen Beugungsbildern diejenigen Stücke, die den hindurchgelassenen Teilen von 1, 2, 3, 4, 5 analog sind, abblendet. Die Überlegung, die zu diesem Satze führt, ist natürlich in Abbes Theorie der sekundären Abbildung enthalten. Trotzdem ist es vielleicht nicht überflüssig, sie kurz zu skizzieren. Die Linse L (Fig. 2) entwerfe von dem Flächenelemente σ

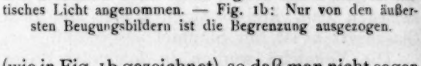


Fig. 2.

des Kraters K ein Bild in natürlicher Größe σ'. Einfügung des Spaltes S ruft Beugungsbilder hervor, die sich bei entsprechender Breite und Entfernung des Spaltes S unmittelbar neben σ' befinden (σ'' σ'''). Man kann sich σ so schmal denken, daß eine Übereinanderlagerung der Bilder nicht stattfindet. Blendet man diese Beugungsbilder mit der Blende B ab, so kann die Linse L' eine scharfe Abbildung des Spaltes

1) A. Winkelmann, Ann. d. Phys. (4) **19**, 416, 1906.

2) Es wäre sehr wünschenswert, daß solche Zahlenangaben bei der Beschreibung von Demonstrationen öfter beigefügt würden.

3) Vgl. z. B. J. Classen, Zwölf Vorlesungen über die Natur des Lichtes, S. 80, 1905.

4) Und dadurch, daß Herr Winkelmann, worauf er in einer brieflichen Mitteilung freundlichst aufmerksam machte, das sonst vielfach benutzte Glasgitter durch ein Drahtgitter ersetzt und so mindestens zwei Reflexionen vermeidet.

1) Der Fläche nach.

S in der Ebene P nicht entwerfen. Von den Teilen des Kraters außerhalb σ werden in σ' weder direkte Bilder entworfen, noch fallen zwei benachbarte Beugungsbilder eines Punktes des Kraters hinein. Licht, welches von den Teilen des Kraters außerhalb σ ausgeht, kann also auch nicht zu einer ähnlichen Abbildung von S durch L' beitragen. Bei dem Versuche, durch Abblendung der σ entsprechenden Beugungsbilder ($\sigma''\sigma'''$) ein Verschwimmen der Konturen in der durch L' von S entworfenen Abbildung herbeizuführen, ist also eine Abblendung der Kraterfläche außerhalb σ überflüssig. Verwendet man statt eines Spaltes in S deren mehrere nebeneinander liegende (d. h. ein Gitter), so gilt für jeden Spalt die Betrachtung in gleicher Weise.

Was die Brennweite der abbildenden Linse betrifft, so mag an dieser Stelle eingeschaltet werden, daß man überhaupt bei schwierigen Projektionen, durch die feine Details bei begrenzter Lichtintensität auf größere Entfernung sichtbar gemacht werden sollen, gut tut, die Vergrößerung nicht zu klein zu wählen trotz des unvermeidlichen Sinkens der Flächenhelligkeit des Bildes.[1]) Daß oft das gerade entgegengesetzte Verfahren eingeschlagen wird, beruht wohl darauf, daß bei probeweise versuchten geringeren Vergrößerungen der auffangende Schirm dem Projizierenden, der ja meist gleichzeitig der erste Beurteiler ist, näher stand, was beim Vergleich nicht immer genügend in Rechnung gezogen wird. Hierbei ist natürlich Berücksichtigung der Grundprinzipien der Projektion vorausgesetzt, also daß die engsten Einschnürungen des verwandten Lichtbündels an den richtigen Stellen (meist den Objektiven) liegen, und daß Nebenlicht entsprechend der jeweiligen Bildhelligkeit vermieden wird.

Von den genannten Abbeschen Versuchen sind diejenigen besonders instruktiv, die zeigen, daß man durch Ausblendung von gewissen Teilen des gebeugten Lichtes nicht nur verwaschene Bilder, sondern auch scharfe Bilder mit falscher Struktur erhalten kann.[2]) Wenn man z. B. als Objektiv ein einfaches Strichgitter wählt und jedes zweite Beugungsbild der Lichtquelle bezw. des ersten Blendenspaltes ausblendet, so erhalten die übrigbleibenden einen Abstand, wie ihn ein Gitter von doppelter Strichzahl liefern würde. Dementsprechend erhält man auch wirklich, wenn man zur endgültigen Abbildung nur das Licht jedes zweiten Beugungsbildes benutzt, ein Gitter von doppelter Strichzahl.

1) Vorausgesetzt, daß die Hörer nicht mit Operngläsern versehen sind. Auch gilt das Obige nicht, wenn (wie z. B. bei der Projektion farbiger Photographien) ästhetische Rücksichten in Betracht kommen.

2) Vgl. Winkelmann, l. c.

Wie es möglich ist, diesen Versuch objektiv so anzustellen, daß er in einem großen Auditorium von allen Plätzen (15 m) sogar ohne Verdunkelung deutlich gesehen werden kann, soll im folgenden gezeigt werden.

Es ist nämlich möglich, die Helligkeit des Bildes bei dem genannten Versuch wesentlich zu verbessern, und zwar dadurch, daß man den Blendenspalt durch viele Spalte, also ein Gitter, ersetzt. Man hat dann also in der Abbeschen Anordnung statt Blende, Gitter, Blende (die Linsen kann man verschieden aufstellen), Gitter, Gitter, Gitter und muß hier nur die gänzlich verschiedene Rolle der verschiedenen Gitter unterscheiden.

Darnach wäre die Anordnung etwa folgende: Von einem Gitter von 20 Drähten pro Zentimeter (A, Fig. 3) entwirft die Linse L_1 ein

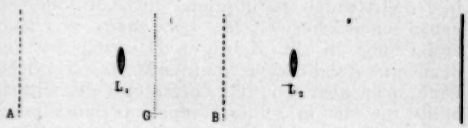


Fig. 3.

reelles Bild in natürlicher Größe in B. Befindet sich zwischen L_1 und B ein Beugungsgitter G (in unserer Anordnung ein solches von 60 Drähten pro Zentimeter), so werden von jedem Spalte des Gitters A in der Ebene B Beugungsspektren entworfen. Der Abstand der gebeugten Bilder x ergibt sich aus der Beziehung

$$\frac{\lambda}{\gamma} = \frac{x}{l},$$

wo l der Abstand GB und γ die Gitterkonstante ist. Für die Wellenlänge $\lambda = 0{,}57\,\mu$, für die das Auge am empfindlichsten ist, ergibt sich, wenn $l = 73$ mm, $x = 0{,}25$ mm, d. h. es fallen jeweils die ersten, dritten usw. Spaltbilder zwischen zwei ungebeugte Abbildungen. Bringt man also in der Ebene B ein ebensolches Gitter wie das in A befindliche, so kann man damit alle Beugungsspektren erster, dritter usw. Ordnung (Stellung 1) abblenden. Eine von dem Gitter G mit der Linse L_2 hergestellte Abbildung verwendet also nur das direkte Bild sowie das zweite und vierte gebeugte Bild, muß also doppelte Strichzahl zeigen. Verschiebt man nun das Gitter in B seitlich um 0,25 mm (Stellung 2), so würde man alle direkten Bilder, sowie die Beugungsbilder zweiter, vierter usw. Ordnung abblenden. Nach der Abbeschen Theorie ergeben nun zwei aufeinander folgende Spektren eine ähnliche Abbildung eines Streifensystems, und zwar darf sowohl das direkte Bild und das erste Bewegungsspektrum, als

auch etwa das zweite und dritte Bewegungsspektrum usf. benutzt werden. Dementsprechend ändert sich bei unserer Anordnung die Abbildung nicht, wenn wir das Blendengitter aus Stellung 1 in die Stellung 2 bringen, ebensowenig ändert sie sich aber auch, wenn das Gitter sich zwischen diesen Normalstellungen befindet; denn dann werden ja stets diejenigen Teile der ersten bzw. dritten Beugungsspektren abgeblendet; deren zugehörige direkte Bilder bzw. zweite Beugungsspektren zur Abbildung verwandt werden.

[Anmerkung: Diese Tatsache, daß eine seitliche Verschiebung des Blendengitters ohne Einfluß auf die Abbildung des Gitters G ist, würde eine wesentliche Vereinfachung des Versuchs in dieser Form erlauben.

Es schien bisher, als müsse man, um mit dem Gitter B genau analoge Teile der Spaltbilder abblenden zu können, die Abbildung in genau natürlicher Größe herstellen, was Zeit und Übung in der richtigen Deutung des auf dem Gitter B sichtbar werdenden Moirés erfordert. Dreht man aber nun das Gitter von der Gitterbreite 0,5 mm in seiner Ebene um den Winkel u, so wird die wirksame, in horizontaler Richtung gerechnete Gitterbreite $\frac{0{,}5}{\cos u}$. Da eine seitliche Verschiebung der senkrechten Streifen ohne Einfluß auf die Abbildung war, muß die Schiefstellung, die ja praktisch auf eine stufenförmige seitliche Verschiebung hinausläuft, es ebenso sein, oder kurz gesagt: wie man die Gitterkonstante bei einer derartigen Projektion durch Drehung des Gitters um seine Vertikalachse verkleinern kann, so kann man sie (bei diesem Versuche) durch Drehung des Gitters in seiner Ebene vergrößern.

In dieser Form würde also die Ausführung des Versuchs folgende sein. Von dem durch ein intensives Lichtbündel stark beleuchteten Gitter (Streifen senkrecht) entwirft die Linse L_1 in B ein Bild in etwas übernatürlicher Größe. In diese Ebene B bringt man ein zweites gleiches Gitter (Striche horizontal), in die Ebene G in passender Entfernung von B das Beugungsgitter (Striche senkrecht). Die Linse L_2 entwirft auf dem Schirme ein Bild mit einfacher Strichzahl. Bei Drehung des Gitters B um etwa 90° erhält man eine Abbildung mit doppelter Strichzahl.]

Machen wir uns die Vorteile der Winkelmannschen Anordnung für diesen Fall zunutze, indem wir das erste Blendengitter weglassen, so ergibt sich folgende Anordnung von außerordentlicher Lichtstärke. Das den Kondensator C konvergent verlassende Licht der Bogenlampe wird durch die Zerstreuungslinse Z parallel gemacht. Das Gitter G_1 wird durch

Fig. 4.

die Linse L_1[1]) (f ungefähr 20 cm) in etwa natürlicher Größe in G_1 abgebildet und dieses Bild durch die Linse L_2 (f etwa gleich 2 cm) stark vergrößert (300) auf dem Schirm abgebildet. Schiebt man jetzt zwischen G_1 und L_1 ein Gitter G_2 von passender Beschaffenheit ein, so sehen wir im Bilde die besprochene Verdoppelung der Striche.[2])

Aus naheliegenden Gründen ist es von wesentlicher Bedeutung für die Korrektheit der Erscheinung, daß man bei der Herstellung des Gitters G_1 dünne Drähte (also dünner als die halbe Gitterkonstante), bei G_2 dagegen starke Drähte (also dicker als die halbe Gitterkonstante) wählt.[3]) Die erste Abbildung durch L_1 hat bei der Anordnung nur den Zweck, Bewegungsfreiheit für G_2 zu erreichen. Man kann so durch Verschieben von G_2 (gegen G_1 hin) Verdreifachung, Vervierfachung und selbst Verfünffachung der Strichzahl demonstrieren, da bei Verkürzung des Abstandes $G_1 G_2$ auf zwei Drittel nur jedes dritte Beugungsbild durchgelassen wird usf.[4])

Ist die Brennweite von L_1 groß genug, so läßt sich natürlich auch zeigen, daß bei Verdoppelung des Abstandes $G_1 G_2$ das Gitter G_2 wirkungslos ist.[4])

Frankfurt a. M., Juli 1906.

Diskussion:

König (Gießen): Diese Vorführung ist gewiß eine sehr schöne Demonstration der Abbeschen Theorie. Aber ich möchte daneben doch an die alte Abbesche Anordnung dieser Versuche erinnern, die den großen Vorzug hat, eine vollständige Demonstration zu ermöglichen. Ich verstehe darunter, daß man nicht bloß das durch eine Abblendung von Beugungsspektren veränderte Bild, sondern auch die Beugungsspektra selbst und den Vorgang ihrer Abblendung vorführt. Es werden sich einige

1) Wenn gute Objektive, etwa Planare von C. Zeiß, zur Verfügung stehen, wird man natürlich diese benutzen.

2) Statt des Einschiebens und Wegnehmens kann G_2 natürlich auch um 90° gedreht werden.

3) Geeignete Gitter können von Herrn Mechaniker Fr. Berk, Frankfurt a. M., Stiftsstr. 32, bezogen werden.

4) So hatten wir in einem bestimmten Falle keine Wirkung von G_2 bei $G_1 G_2 = 70$ cm, Verdoppelung der Strichzahl bei $G_1 G_2 = 35$ cm, Verdreifachung bei $G_1 G_2 = 23$ cm, Vervierfachung bei $G_1 G_2 = 17{,}5$ cm (im verdunkelten Hörsaal auf 15 m noch deutlich sichtbar) und Verfünffachung bei $G_1 G_2 = 14$ cm (nur etwa noch auf 10 m sichtbar).

unter Ihnen vielleicht noch der ersten Vorführung dieser Versuche durch Abbe selbst auf der Naturforscher-Versammlung in Halle erinnern. Damals war die Vorführung nur subjektiv und in dieser Form gelingen die Versuche mit einem einfachen Auerbrenner als Lichtquelle. Aber ich kann versichern, daß auch die objektive Vorführung der vollständigen Abbeschen Versuche nicht bloß mit Sonnenlicht, sondern auch mit elektrischem Licht vor einem größeren Auditorium, ich will nicht sagen von 100, aber doch von etwa 40 Personen ganz gut möglich ist. Man muß nur auf eine gute Konzentration und sorgfältige Führung des Lichtes achten; auch ist es nützlich, die Erscheinungen statt im auffallenden, im durchfallenden Lichte, auf einem Transparentschirm, zu zeigen. Dabei konnte ich die Anordnung so treffen, daß durch einfaches Einschieben einer Linse abwechselnd das Bild des Gitters oder die Beugungsspektra und Abblendungsschirme gezeigt werden konnten. Ich erlaube mir, diese Mitteilung hier zu machen, weil Winkelmann bei der Beschreibung seines uns soeben vorgeführten Versuchs in den Annalen behauptet hat, daß das elektrische Bogenlicht nicht ausreichte, um die Erscheinungen objektiv vorzuführen. Aber ich gebe natürlich zu, daß die Versuche in dieser Form in bezug auf Größe und Helligkeit der Projektionsbilder sehr erheblich hinter den schönen Demonstrationen zurückstehen, die uns Herr Behn soeben gezeigt hat.

Fischer (München): Im Anschluß an die Bemerkung des Herrn Professor König möchte ich nur sagen, daß auch Sohncke in seiner Vorlesung über Experimentalphysik die Abbeschen Versuche mit Sonnenlicht in der Anordnung objektiv vorführte, welche Abbe selbst zur subjektiven Demonstration gewählt hatte.

E. Sommerfeldt (Tübingen), Beobachtungen an optisch-aktiven Kristallen.

Der Vortragende macht über die bereits in einer vorläufigen Mitteilung (diese Zeitschr. 7, 390, 1906) behandelten optischen Eigenschaften des Mesityloxydoxalsäuremethylesters ausführlichere Angaben auf Grund von erweiterten Beobachtungen.

Die Achsenbilder und Kristallformen werden durch Projizieren der betr. Abbildungen erläutert; an den Mikrophotogrammen der Achsenbilder ist das auffallende Fehlen des Mittelbalkens deutlich erkennbar. Die Erweiterungen der Versuche im Vergleich zur oben genannten Publikation bestehen besonders darin, daß der Vortragende die Interferenzerscheinungen nicht nur bei der Drehung des Präparats, sondern auch bei der Drehung der gekreuzten Nicols während das Präparat fest bleibt, verfolgte.

(Eingegangen 26. September 1906.)

Diskussion.

Voigt (Göttingen): Ich möchte nur noch einmal auf die Bedeutung und das allgemeine Interesse hinweisen, welches diese Art von Untersuchungen haben. Bis vor fünf Jahren sprach man ausschließlich von optisch einachsigen Kristallen, die aktiv sind, also die Polarisationsebene drehen. Nur Mach hatte gezeigt, daß Quarz durch Pression zweiachsig wurde, ohne die Aktivität zu verlieren. So war es eine sehr wichtige Entdeckung, als Pocklington in England 1901 an dem Rochellesalz und am Zucker die Drehung der Polarisationsebene auffand, und zwar erwies sich der Zucker in den beiden Achsenrichtungen in verschiedener Richtung drehend. Zucker ist aber ein Kristall von besonders niederer Symmetrie. Wenn sich nun die Deutung der Beobachtungen durch den Vortragenden, gegen die ich nichts Wesentliches einwende, als richtig erweist, würde ein neuer Typ aktiver Kristalle aufgefunden sein.

Ich möchte noch eine allgemeine Bemerkung anschließen. Die Symmetrieverhältnisse lassen eine große Zahl von Erscheinungen in der Kristallphysik als wahrscheinlich erkennen, die noch nicht nachgewiesen sind. Es ist merkwürdig, daß sich hierbei verschiedene Gebiete verschieden verhalten. Was z. B. bezüglich der Elastizität theoretisch bestimmt wurde, hat sich auch stets in der Wirklichkeit ohne weiteres nachweisen lassen. Aber bezüglich der optischen Erscheinungen, speziell bezüglich der Aktivität der Kristalle war das nicht der Fall, und ich habe mich stets darüber gewundert. Da ist es doch wichtig und hoch interessant, daß immer neue Erscheinungen in der Wirklichkeit aufgefunden werden, die dem Theoretiker längst bekannt sind.

Max Planck (Berlin), Die Kaufmannschen Messungen der Ablenkbarkeit der β-Strahlen in ihrer Bedeutung für die Dynamik der Elektronen.

Meine Herren! Wohl alle Physiker, welche sich spezieller für die Entwickelung des neuesten Zweiges der Elektrodynamik, der Mechanik der Elektronen, interessieren, haben mit großer Spannung dem Ergebnis der im vorigen Jahre von Herrn W. Kaufmann unternommenen subtilen Messungen der elektrisch-magnetischen Ablenkbarkeit der β-Strahlen des Radiums entgegengesehen, und die an diese Versuche geknüpften Erwartungen sind auch in hohem Maße erfüllt worden; denn Herr Kaufmann hat aus ihnen eine große Menge

wertvoller Daten gewonnen, und er hat außerdem, was besonders dankbar anerkannt werden muß, der Öffentlichkeit ein so reiches und zuverlässiges Zahlenmaterial zur Verfügung gestellt [1]), daß ein jeder in die Lage versetzt ist, die von Herrn Kaufmann gezogenen Schlußfolgerungen selbständig nachzuprüfen und zu ergänzen.

Von dieser Anregung habe ich um so lieber Gebrauch gemacht, als ja die Frage, welcher die Kaufmannschen Versuche gewidmet sind, für verschiedene elektrodynamische Theorien geradezu eine Lebensfrage ist. Von mehreren dieser Theorien liegen bekanntlich schon eine Anzahl ausgezeichneter mathematischer Untersuchungen vor, und deren physikalische Bedeutung würde natürlich mit einem Schlage aufgehoben, wenn die betreffende Theorie in dem entstandenen Wettstreit unterliegen müßte.

§ 1. Bewegungsgleichungen.

Die Methode, nach welcher Herr Kaufmann den Inhalt der verschiedenen Theorien an seinen Messungen geprüft hat, darf ich hier als bekannt voraussetzen. Mir lag nun zunächst daran, zu sehen, wie weit die einzelnen gemessenen Ablenkungen von denjenigen entfernt liegen, welche aus den verschiedenen Theorien auf Grund der gemessenen „Apparatkonstanten" von vornherein berechnet werden können. Da ich es vorzog, die gemessenen Ablenkungen $(\bar{y}, \bar{z})$ nicht gleich von vornherein „auf unendlich kleine Ablenkungen (y', z') zu reduzieren", so mußten die Bewegungsgleichungen der Elektronen vollständig integriert werden. Dieselben lauten für alle verglichenen Theorien:

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial H}{\partial \dot{x}}\right) = -\frac{e}{c}\dot{z}\mathfrak{H}$$

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial H}{\partial \dot{y}}\right) = e\mathfrak{E}$$

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial H}{\partial \dot{z}}\right) = \frac{e}{c}\dot{x}\mathfrak{H}.$$

Hierin bedeutet H das kinetische Potential (die Lagrangesche Funktion) eines bewegten Elektrons, als Funktion der Geschwindigkeit

$$q = \sqrt{\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2},$$

$\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{H}$ die elektrische und magnetische Feldstärke, beide in der y-Richtung wirkend, als bekannte Funktionen von x, e das elektrische Elementarquantum, c die Lichtgeschwindigkeit. Die elektrischen Größen sind im elektrostatischen Maß gemessen.

Das Elektron bewegt sich von der Strahlungsquelle:

$$x = x_0 = 0 \qquad y = 0 \qquad z = 0$$

durch die Diaphragma-Öffnung:

$$x = x_1 = 1{,}994 \qquad y = 0 \qquad z = 0$$

bis zu dem Punkte der photographischen Platte:

$$x = x_2 = 3{,}963 \qquad y = \bar{y} \qquad z = \bar{z}.$$

Um die Diaphragma-Öffnung gerade zu treffen, muß ein Elektron bei bestimmter Anfangsgeschwindigkeit in einer ganz bestimmten Richtung von der Strahlungsquelle ausgehen. Dadurch kommt auf der photographischen Platte $(x = x_2)$ eine bestimmte Kurve $(\bar{y}, \bar{z})$ zustande, deren Punkte von einem einzigen Parameter, etwa von der Anfangsgeschwindigkeit, abhängen.

§ 2. Bestimmung der äußeren Feldkomponenten.

Die Integration der Bewegungsgleichungen erfordert noch die Kenntnis von $\mathfrak{H}$ und $\mathfrak{E}$ als Funktionen von x. Die magnetische Feldstärke $\mathfrak{H}$ habe ich als konstant angenommen, und zwar so groß, daß der Wert des „magnetischen Feldintegrals" der nämliche ist wie bei Herrn Kaufmann. Derselbe beträgt [1]):

$$\int_{x_0}^{x_2} dx \int_{x_0}^{x} \mathfrak{H}\,dx - \frac{x_2 - x_0}{x_1 - x_0} \int_{x_0}^{x_1} dx \int_{x_0}^{x} \mathfrak{H}\,dx = 557{,}1.$$

Setzt man hierin $\mathfrak{H}$ konstant, so ergibt sich:

$$\tfrac{1}{2}(x_2 - x_1)(x_2 - x_0)\mathfrak{H} = 557{,}1$$

und daraus nach den angegebenen Werten von x_0, x_1 und x_2:

$$\mathfrak{H} = 142{,}8.$$

Die elektrische Feldstärke $\mathfrak{E}$ ist zwischen dem Diaphragma und der photographischen Platte null, zwischen den Kondensatorplatten in gehörigem Abstande von den Rändern konstant. Wir beziehen zunächst mit Herrn Kaufmann die Feldstärke auf ihren Wert im homogenen Teil des Feldes als Einheit und nennen die so gemessene Feldstärke $\mathfrak{E}_1$. Dann ist:

$$\text{für } x_1 < x < x_2 : \mathfrak{E}_1 = 0.$$

Zwischen der Strahlungsquelle und dem Diaphragma habe ich $\mathfrak{E}_1$ als symmetrisch in bezug auf den Mittelpunkt dieser Strecke: $x = \frac{x_1}{2}$ angenommen, so daß, wenn man setzt:

$$x = \xi + \frac{x_1}{2}, \qquad -\frac{x_1}{2} < \xi < \frac{x_1}{2}$$

$$\mathfrak{E}_1(-\xi) = \mathfrak{E}_1(+\xi). \qquad (1)$$

Der Anstieg der elektrischen Feldstärke $\mathfrak{E}_1$ von der Strahlungsquelle bis zu ihrem konstanten Werte 1 sei als linear angenommen, ebenso also auch der Abfall zum Werte 0 beim Diaphragma. Das heißt:

1) Ann. d. Phys. (4) **19**, 487, 1906.

1) l. c. S. 525 und S. 544.

$$\left.\begin{array}{lll} \text{für } 0<\xi<\xi' & \text{ist} & \mathfrak{E}_1 = 1 \\ \text{für } \xi'<\xi<\frac{x_1}{2} & \text{ist} & \mathfrak{E}_1 = \varkappa - \lambda\xi \end{array}\right\} \quad (2)$$

Dann ist wegen der Stetigkeit von $\mathfrak{E}_1$:

$$\varkappa - \lambda\xi' = 1 \qquad \text{und} \qquad \varkappa - \lambda\frac{x_1}{2} = 0.$$

Den Wert der Konstanten ξ' habe ich so groß angenommen, daß der Wert des „elektrischen Feldintegrals" der nämliche ist wie bei Herrn Kaufmann. Derselbe beträgt [1]):

$$(x_2 - x_1)\cdot\left\{\int_{x_0}^{x_1}\mathfrak{E}_1\,dx - \frac{1}{x_1 - x_0}\int_{x_0}^{x_1}dx\int_{x_0}^{x}\mathfrak{E}_1\,dx\right\} = 1{,}565.$$

Setzt man hierin die obigen Werte ein, so folgt:

$$\tfrac{1}{2}(x_2 - x_1)\cdot\left(\frac{x_1}{2} + \xi'\right) = 1{,}565$$

und daraus:

$$\xi' = 0{,}593 \qquad \varkappa = 2{,}468 \qquad \lambda = 2{,}475.$$

Zur Reduktion der elektrischen Feldstärke auf absolutes elektrostatisches Maß: $\mathfrak{E}$, oder auf absolutes elektromagnetisches Maß: $\mathfrak{E}_m$, hat man [2]):

$$\mathfrak{E}_m = \mathfrak{E}_1\cdot\frac{25\cdot 10^{10}}{0{,}1242} = \mathfrak{E}\cdot 3\cdot 10^{10}. \quad (3)$$

Daß die gemachten vereinfachenden Annahmen in bezug auf das elektrische und magnetische Feld für die hier in Betracht kommenden Rechnungen wirklich ausreichend sind, wird sich weiter unten ergeben.

§ 3. Magnetische Ablenkung.

Führt man in die Bewegungsgleichungen (§ 1) den Impulsvektor (Bewegungsgröße)

$$\frac{\partial H}{\partial q} = p \quad (4)$$

und außerdem das elektromagnetische Maß für die elektrische Feldstärke ($\mathfrak{E}_m$) und für das elektrische Elementarquantum (ε) ein, so lauten dieselben:

$$\frac{d}{dt}\left(p\frac{\dot{x}}{q}\right) = -\varepsilon\dot{z}\mathfrak{H} \quad (5)$$

$$\frac{d}{dt}\left(p\frac{\dot{y}}{q}\right) = \varepsilon\mathfrak{E}_m \quad (6)$$

$$\frac{d}{dt}\left(p\frac{\dot{z}}{q}\right) = \varepsilon\dot{x}\mathfrak{H}. \quad (7)$$

Da $\mathfrak{H}$ konstant ist, so lassen sich (5) und (7) nach der Zeit t integrieren. Dividiert man die beiden so erhaltenen Gleichungen, so ist t, p und q ganz eliminiert, und eine zweite Integration liefert die Gleichung der Bahnprojektion auf die xz-Ebene, eines Kreises, der durch die Punkte $x=0$, $z=0$, $x=x_1$, $z=0$ und $x=x_2$, $z=\tilde{z}$ hindurchgeht und durch sie bestimmt ist. Die laufenden Koordinaten x, z der Punkte dieses Kreises lassen sich darstellen als Funktionen eines einzigen variablen Parameters: des Winkels φ, welchen die in der Richtung der Bewegung genommene Tangente des Kreises mit der x-Achse bildet, positiv, wenn die Bewegung nach der Seite der positiven z-Achse zu erfolgt:

$$x = \varrho\sin\varphi + \frac{x_1}{2}, \quad z = -\varrho\cos\varphi + \frac{x_1}{2}\operatorname{ctg}\varphi_1. \quad (8)$$

Hierbei ist

$$\varrho = \frac{x_1}{2\sin\varphi_1} \quad (9)$$

der Radius des Kreises und φ_1 der Wert von φ für $x = x_1$. In diesen Gleichungen ist schon ausgedrückt, daß für $x=0$ und für $x=x_1$, $z=0$. Berücksichtigt man noch, daß für $x=x_2$, $z=\tilde{z}$, so ergeben sich daraus die Werte:

$$\operatorname{tg}\varphi_1 = \frac{x_1\tilde{z}}{(x_2 - x_1)x_2 + \tilde{z}^2} \quad (10)$$

und

$$\sin\varphi_2 = \frac{2x_2 - x_1}{x_1}\sin\varphi_1 \quad (11)$$

und ebenso ϱ aus (9).

Durch Einsetzen von (8) in (5) oder in (7) erhält man:

$$\frac{p}{q}\cdot\dot{\varphi} = \varepsilon\mathfrak{H}. \quad (12)$$

Nun ist:

$$q^2 = \varrho^2\dot{\varphi}^2 + \dot{\gamma}^2,$$

wofür man mit genügender Annäherung setzen kann [1]):

$$q = \varrho\dot{\varphi}. \quad (13)$$

Folglich:

$$p = \varepsilon\mathfrak{H}\varrho = \varepsilon\mathfrak{H}\frac{x_1}{2\sin\varphi_1}. \quad (14)$$

Die Impulsgröße p eines jeden Elektrons ist also unabhängig von der Zeit und läßt sich, ohne auf eine spezielle Theorie einzugehen, aus der magnetischen Ablenkung $\tilde{z}$ berechnen.

Da p unabhängig von der Zeit t ist, so folgt das nämliche für die Geschwindigkeit q und nach (12) für die Winkelgeschwindigkeit φ. Der Winkel φ ist also linear von der Zeit t abhängig.

§ 4. Elektrische Ablenkung.

Aus (6) folgt zunächst:

$$\frac{p}{q}\frac{d^2y}{d\varphi^2}\cdot\dot{\varphi}^2 = \varepsilon\mathfrak{E}_m$$

und daraus nach (12) und (13)

$$\frac{d^2y}{d\varphi^2} = \frac{\varrho}{q}\frac{\mathfrak{E}_m}{\mathfrak{H}}. \quad (15)$$

1) l. c. S. 526 und S. 547.
2) l. c. S. 547.

1) l. c. S. 527.

Durch diese Differentialgleichung und durch die Bedingung, daß für $\varphi = \varphi_0$ $(x = 0)$ und für $\varphi = \varphi_1$ $(x = x_1)$ $y = 0$ ist, wird y als Funktion von φ bestimmt.

Zwischen Strahlenquelle und Diaphragma ist wegen (1) und wegen:

$$\xi = \varrho \sin \varphi$$

$$\mathfrak{E}_m(-\varphi) = \mathfrak{E}_m(+\varphi).$$

Die Kurve verläuft also hier symmetrisch in der Weise, daß:

$$y_{-\varphi} = y_{+\varphi} \quad \text{und} \quad \left(\frac{dy}{d\varphi}\right)_{-\varphi} = -\left(\frac{dy}{d\varphi}\right)_{+\varphi}.$$

Die Integration der Differentialgleichung (15) ergibt:

$$\left(\frac{dy}{d\varphi}\right)_{\varphi_1} - \left(\frac{dy}{d\varphi}\right)_{\varphi_0} = \frac{\varrho}{q} \cdot \frac{1}{\mathfrak{H}} \int_{\varphi_0}^{\varphi_1} \mathfrak{E}_m d\varphi$$

oder, da $\varphi_0 = -\varphi_1$:

$$\left(\frac{dy}{d\varphi}\right)_{\varphi_1} = \frac{\varrho}{q\mathfrak{H}} \int_0^{\varphi_1} \mathfrak{E}_m d\varphi.$$

Zwischen Diaphragma und Platte ist $\mathfrak{E}_m = 0$, also:

$$\frac{dy}{d\varphi} = const = \left(\frac{dy}{d\varphi}\right)_1,$$

und, durch abermalige Integration dieser letzten Gleichung:

$$y = \left(\frac{dy}{d\varphi}\right)_1 \cdot (\varphi_2 - \varphi_1) = \frac{\varrho(\varphi_2 - \varphi_1)}{q\mathfrak{H}} \int_0^{\varphi_1} \mathfrak{E}_m d\varphi. \quad (16)$$

Das hier vorkommende Integral ergibt sich, wenn man bedenkt, daß nach (2) für:

$$0 < \varphi < \varphi' \qquad \mathfrak{E}_1 = 1$$

$$\varphi' < \varphi < \varphi_1 \qquad \mathfrak{E}_1 = \varkappa - \lambda \varrho \sin \varphi,$$

wobei

$$\varrho \sin \varphi' = \xi' = 0{,}593. \quad (17)$$

Dann folgt:

$$\int_0^{\varphi_1} \mathfrak{E}_1 d\varphi = \varphi' + \varkappa(\varphi_1 - \varphi') - \lambda\varrho(\cos\varphi' - \cos\varphi_1)$$

und mit Einführung von $\mathfrak{E}_m$ aus (3):

$$y = \frac{25 \cdot 10^{10}}{0{,}1242} \cdot \frac{\varrho(\varphi_2 - \varphi_1)}{q\mathfrak{H}} \cdot \{\varphi' + \varkappa(\varphi_1 - \varphi') - \lambda\varrho(\cos\varphi' - \cos\varphi_1)\}. \quad (18)$$

§ 5. Verschiedene Theorien.

Der Zusammenhang zwischen der elektrischen Ablenkung y und der magnetischen Ablenkung z wird bedingt durch die Abhängigkeit der Impulsgröße p von der Geschwindigkeit q, und diese ist gegeben durch den Ausdruck des kinetischen Potentials H als Funktion von q, welcher für die einzelnen Theorien verschieden lautet. Ich habe die Rechnungen nur für diejenigen beiden Theorien durchgeführt, welche bis jetzt die meiste Ausbildung erfahren haben: die Abrahamsche[1]), wonach das Elektron die Form einer starren Kugel hat, und die Lorentz-Einsteinsche[2]), wonach das „Prinzip der Relativität" genaue Gültigkeit besitzt. Zur Abkürzung werde ich im folgenden die erste Theorie als „Kugeltheorie", die zweite als „Relativtheorie" bezeichnen. Dann ist nach der Kugeltheorie, einerlei ob Volumenladung oder Flächenladung angenommen wird, da es sich hier nur um quasistationäre Bewegungen handelt, das kinetische Potential:

$$H = -\,{}^3/_4\,\mu_0 c^2 \left(\frac{c^2 - q^2}{2qc} \log\frac{c+q}{c-q} - 1\right) \quad (19)$$

(μ_0 die Masse des Elektrons für $q = 0$). Folglich:

$$p = \frac{\partial H}{\partial q} = {}^3/_4\,\frac{\mu_0 c^2}{q}\left(\frac{c^2 + q^2}{2qc} \log\frac{c+q}{c-q} - 1\right). \quad (20)$$

Dagegen nach der Relativtheorie[3]):

$$H = -\mu_0 c^2 \left(\sqrt{1 - \frac{q^2}{c^2}} - 1\right). \quad (21)$$

Folglich:

$$p = \frac{\partial H}{\partial q} = \frac{\mu_0 qc}{\sqrt{c^2 - q^2}}. \quad (22)$$

Führt man mit Herrn Kaufmann die beiden Größen β und u ein:

$$\beta = \frac{q}{c}, \qquad \text{und} \qquad u = \frac{\mu_0 c}{p}, \quad (23)$$

so ergibt sich nach der Kugeltheorie:

$$\frac{1}{u} = \frac{3}{4\beta}\left(\frac{1+\beta^2}{2\beta} \log\frac{1+\beta}{1-\beta} - 1\right) \quad (24)$$

und nach der Relativtheorie:

$$\frac{1}{u} = \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}. \quad (25)$$

Mit Einführung von u statt p geht die Gleichung (14) für die magnetische Ablenkung über in:

$$u = \frac{\mu_0}{\varepsilon} \cdot \frac{2c \sin\varphi_1}{x_1 \mathfrak{H}}. \quad (26)$$

§ 6. Zahlenwerte.

Die Vergleichung der beobachteten mit den theoretischen Werten habe ich in der Weise ausgeführt, daß für jede gemessene magnetische Ablenkung z nach jeder der beiden Theorien der entsprechende Wert der elektrischen Ablenkung y berechnet und mit dem beobachteten Werte verglichen ist. Dementsprechend enthält die folgende Tabelle in der ersten Spalte

1) M. Abraham, Ann. d. Phys. (4) **10**, 105, 1903.
2) H. A. Lorentz, Versl. Kon. Akad. v. Wet. Amsterdam 1904, S. 809. A. Einstein, Ann. d. Phys. (4) **17**, 891, 1905. Vgl. auch H. Poincaré, C. R. **140**, 1504, 1905.
3) z. B. M. Planck, Verh. D. Phys. Ges. **8**, 140, 1906.

die magnetische Ablenkung $\tilde{z}$ nach der Kaufmannschen Tabelle VI (l. c. S. 524), die zweite Spalte die dazugehörigen aus (10) berechneten Werte des Winkels φ_1 in Graden, die dritte Spalte den aus (26) folgenden Wert von u, wobei für das Verhältnis von Ladung ε zur Masse μ_0 der von Herrn Kaufmann (l. c. S. 551) aus der Simonschen Zahl $1{,}865 \cdot 10^7$ extrapolierte, für alle Theorien gültige Wert:

$$\frac{\varepsilon}{\mu_0} = 1{,}878 \cdot 10^7 \qquad (27)$$

benutzt ist. Die vierte und sechste Spalte enthält die nach (24) und (25) aus u berechneten Werte von $\beta = \frac{q}{c}$, die fünfte und siebente Spalte die daraus nach (18) folgenden Werte von $\tilde{y}$, wobei die dazu nötigen φ' und φ_2 aus (17) und (11) entnommen sind; endlich die achte Spalte die „beobachteten" Werte von $\tilde{y}$ nach der Kaufmannschen Tabelle VI.

Beobachtet $\tilde{z}$	φ_1	u	Kugeltheorie		Relativtheorie		Beobachtet $\tilde{y}$
			β	$\tilde{y}$	β	$\tilde{y}$	
0,1354	1,977°	0,3871 (0,3870)	0,9747	0,0262 (0,0262)	0,9326	0,0273 (0,0274)	0,0247
0,1930	2,810	0,5502 (0,5502)	0,9238	0,0394 (0,0394)	0,8762	0,0415 (0,0415)	0,0378
0,2423	3,517	0,6883 (0,6881)	0,8689	0,0526 (0,0526)	0,8237	0,0555 0,0554)	0,0506
0,2930	4,237	0,8290 (0,8286)	0,8096	0,0682 (0,0682)	0,7699	0,0717 (0,0717)	0,0653
0,3423	4,925	0,9634 (0,9630)	0,7542	0,0853 (0,0855)	0,7202	0,0893 (0,0895)	0,0825
0,3930	5,623	1,100 (1,099)	0,7013	0,1054 (0,1055)	0,6728	0,1099 (0,1099)	0,1025
0,4446	6,325	1,236 (1,234)	0,6526	0,1280 (0,1281)	0,6289	0,1328 (0,1328)	0,1242
0,4926	6,962	1,360 (1,358)	0,6124	0,1511 (0,1512)	0,5924	0,1562 (0,1561)	0,1457
0,5522	7,735	1,510 (1,506)	0,5685	0,1823 (0,1822)	0,5521	0,1878 (0,1874)	0,1746

Um zunächst einen Vergleich meiner Berechnungsmethode mit der von Herrn Kaufmann angewandten zu ermöglichen, habe ich unter die Werte von u, sowie unter die theoretischen Werte von $\tilde{y}$ in Klammern diejenigen Zahlen gesetzt, welche sich für die nämlichen Größen ergeben, wenn man mit Herrn Kaufmann nicht von den beobachteten Werten $\tilde{z}$, sondern von den auf „unendlich kleine Ablenkung reduzierten" Werten z' (l. c. Tabelle VII, S. 529) ausgeht, aus diesen mittels der Kaufmannschen Gleichungen (14) und (17) u berechnet, das dazugehörige $v = \frac{u}{\beta}$ nach jeder der beiden Theorien bestimmt, und dann mittels der Kaufmannschen Gleichung (18) zu y' übergeht. Daraus ergibt sich dann $\tilde{y}$ nach der Kaufmannschen Gleichung (12). Bei dieser Berechnung sind für die Kaufmannschen Konstanten A und B natürlich nicht die „Kurvenkonstanten", sondern die unabhängig von den Ablenkungsversuchen gemessenen „Apparatkonstanten" zugrunde gelegt. Die Vergleichung der eingeklammerten mit den darüber stehenden Zahlen zeigt, daß die Resultate der Kaufmannschen Berechnungsweise sich von denen der meinigen nur ganz unwesentlich unterscheiden, wodurch jede der beiden Methoden die andere in gewisser Weise stützt.

Was nun ferner den Vergleich der theoretischen Werte von $\tilde{y}$ mit den beobachteten betrifft, so liegen, wie man sieht, die letzteren durchweg der Kugeltheorie näher als der Relativtheorie. Aber als eine definitive Bestätigung der ersten und Widerlegung der zweiten Theorie können dieselben nach meiner Meinung nicht gedeutet werden. Denn dazu wäre doch erforderlich, daß die Abweichungen der theoretischen Zahlen von den beobachteten für die Kugeltheorie klein sind gegen die für die Relativtheorie. Das ist aber durchaus nicht der Fall: im Gegenteil sind die Abweichungen der theoretischen Zahlen voneinander durchweg kleiner als die jeder theoretischen Zahl von der beobachteten.

Man könnte nun vielleicht vermuten, daß der Mangel an Übereinstimmung durch den benutzten Wert (27) für das Verhältnis $\varepsilon : \mu_0$ hervorgerufen ist, und daß durch eine passende Abänderung dieses Wertes eine genügende Übereinstimmung mit einer der beiden Theorien erzielt werden könnte. Dies läßt sich leicht folgendermaßen prüfen. Die Gleichung (18) ergibt, wenn man darin für $\tilde{y}$ irgendeinen beobachteten Wert einsetzt, den entsprechenden Wert der Geschwindigkeit $q = \beta c$ unabhängig von einer speziellen Theorie, und man kann hieraus für jede Theorie einzeln, nach (24) bezw. nach (25), den dazugehörigen Wert von u, und dann aus (26) das Verhältnis $\varepsilon : \mu_0$ berechnen. Dies Verfahren ergibt aber nicht nur für keine der beiden Theorien konstante Werte für $\varepsilon : \mu_0$, sondern auch schon für β Zahlen, die von vornherein für jede Theorie unannehmbar sind. Dasselbe findet man natürlich auch bei der Kaufmannschen Berechnungsmethode. Kaufmann[1]) gibt für die Ablenkungen y' und z' zwei Gleichungen, welche kombiniert lauten:

$$\beta = \frac{E}{cM} \cdot \frac{z'}{y'}.$$

Hierbei ist

$$\frac{E}{cM} = 0{,}1884$$

eine Apparatkonstante, unabhängig von dem Werte $\varepsilon : \mu_0$ und unabhängig von jeder speziel-

1) l. c. S. 529, Gleichung (14) und (15).

len Theorie. Setzt man nun aus Tabelle VII (S. 529) z. B. $z' = 0{,}1350$ und $y' = 0{,}0246$, so ergibt sich.

$$\beta = 0{,}1884 \cdot \frac{0{,}1350}{0{,}0246} = 1{,}034,$$

also von vornherein mit keiner der theoretischen Formeln verträglich.

Somit scheint nichts übrig zu bleiben als die Annahme, daß in der theoretischen Deutung der gemessenen Größen noch irgendeine wesentliche Lücke enthalten ist, welche erst ausgefüllt werden muß, ehe die Messungen sich zu einer definitiven Entscheidung zwischen der Kugeltheorie und der Relativtheorie verwerten lassen werden. Man könnte hier an verschiedene Möglichkeiten denken, von denen ich aber keine näher erörtern möchte, da mir die physikalischen Grundlagen für jede derselben zu unsicher scheinen.

§ 7. Unterschied der Theorien für Strahlen von bestimmter magnetischer Ablenkbarkeit.

Dagegen möchte ich einen anderen Punkt hier noch etwas ausführlicher zur Sprache bringen: das ist die Frage, in welchem Gebiete des „Strahlenspektrums" eine Entscheidung zwischen den gegenüberstehenden Theorien am ersten möglich sein wird. Es scheint nämlich die Ansicht ziemlich verbreitet zu sein, daß die größten Unterschiede der Theorien sich bei den schnellsten Strahlen finden. Diese Ansicht, welche offenbar dem Umstande entspringt, daß die Impulsgrößen p, die sich nach den Gleichungen (20) und (22) für beide Theorien ergeben, um so mehr voneinander verschieden sind, je näher β an 1 heranrückt, ist jedoch irrtümlich; unter Umständen ist das gerade Gegenteil richtig. Denn bei den Messungen vergleicht man nicht die beobachteten Werte von p mit den nach den Theorien zu erwartenden Werten von p bei bestimmtem β, sondern man vergleicht etwa, wie bei den Kaufmannschen Messungen, die beobachteten Werte der elektrischen Ablenkbarkeit mit den nach den Theorien zu erwartenden Werten der elektrischen Ablenkbarkeit, bei bestimmter magnetischer Ablenkbarkeit, und das ist etwas ganz anderes.

Wenn man einen Elektronenstrahl durch seine magnetische Ablenkbarkeit charakterisiert, so heißt das, man legt ihm einen bestimmten Wert der Impulsgröße p bei; denn nach (14) ist p direkt bestimmt durch den Krümmungsradius ϱ. Zu einem bestimmten Werte von p, dem nach (23) auch ein bestimmter Wert von u entspricht, gehören aber nach den beiden Theorien verschiedene Werte von β. Bezeichnen wir sie mit β und β', wobei β für die Kugeltheorie, β' für die Relativtheorie gelten möge, so ist nach (24) und (25):

$$\frac{1}{u} = \frac{3}{4\beta}\left(\frac{1+\beta^2}{2\beta}\log\frac{1+\beta}{1-\beta} - 1\right) = \frac{\beta'}{\sqrt{1-\beta'^2}}.$$

Hieraus folgt, daß stets:

$$\beta' < \beta.$$

Ein Strahl von bestimmter magnetischer Ablenkbarkeit besitzt also nach der Relativtheorie eine kleinere Geschwindigkeit als nach der Kugeltheorie.

Betrachten wir jetzt die elektrische Ablenkbarkeit nach beiden Theorien. Die elektrische Ablenkung in einer bestimmten (nicht zu großen) Entfernung x ist, wie man direkt aus (6) findet, proportional dem Quotienten $\frac{u}{\beta}$. Die nach den beiden Theorien zu erwartenden elektrischen Ablenkbarkeiten unterscheiden sich also um die Differenz:

$$\frac{u}{\beta'} - \frac{u}{\beta} > 0.$$

Ein Strahl von bestimmter magnetischer Ablenkbarkeit wird nach der Relativtheorie elektrisch stärker abgelenkt als nach der Kugeltheorie, und zwar ist der Unterschied um so größer, je größer die magnetische Ablenkbarkeit ist. Natürlich bezieht sich dieser Satz, wie auch die unten folgenden analogen Sätze, auf den absoluten, nicht auf den prozentischen Unterschied. Als Illustration hierzu können die in der obigen Tabelle nach beiden Theorien berechneten Werte von y dienen, deren Differenz mit wachsendem z zunimmt.

Für $u = 0$ (magnetische Ablenkung gleich Null) ist:

$$\frac{u}{\beta'} - \frac{u}{\beta} = 0.$$

Für $u = \infty$ (magnetische Ablenkung gleich unendlich) ist:

$$\frac{u}{\beta'} - \frac{u}{\beta} = {}^1/_{10}.$$

Da nun eine experimentelle Entscheidung zwischen den beiden Theorien um so eher zu treffen sein wird, je weiter ihre Resultate auseinandergehen, so ist zu vermuten, daß Messungen der elektrischen Ablenkbarkeit, die zur Entscheidung zwischen den Theorien führen sollen, zweckmäßiger mit Kathodenstrahlen als mit Becquerelstrahlen anzustellen sind.

§ 8. Unterschied der Theorien für Kathodenstrahlen von bestimmtem Entladungspotential.

Wenn man zu den Ablenkungsversuchen homogene Kathodenstrahlen benutzt, so ist

außer der magnetischen und der elektrischen Ablenkbarkeit noch ein drittes Merkmal eines Strahles meßbar: das Entladungspotential, und es erscheint dann zweckmäßig, durch den Wert des Entladungspotentials den Strahl direkt zu charakterisieren. In diesem Falle erhebt sich die Frage: Wie unterscheiden sich die Theorien hinsichtlich der magnetischen und hinsichtlich der elektrischen Ablenkbarkeit eines Strahles von bestimmtem Entladungspotential? Durch das Entladungspotential P Volt ist die Energie E des Strahles gegeben, da:

$$E = \varepsilon P . 10^8.$$

Nun ist für jede Theorie:

$$E = q\frac{\partial H}{\partial q} - H = q\dot{p} - H,$$

also für die Kugeltheorie nach (19):

$$E = {}^3/_2\,\mu_0\, c^2\left(\frac{c}{2q}\log\frac{c+q}{c-q} - 1\right)$$

und für die Relativtheorie nach (21):

$$E = \mu_0\, c^2\left(\frac{c}{\sqrt{c^2-q^2}} - 1\right).$$

Bezeichnen wir also die nach der letzten Theorie berechneten Größen wieder durch einen beigefügten Strich und führen wieder nach (23) β und u ein, so ist jetzt der Zusammenhang von β und β' durch die Gleichung ausgedrückt:

$${}^3/_2\left(\frac{1}{2\beta}\log\frac{1+\beta}{1-\beta} - 1\right) = \frac{1}{\sqrt{1-\beta'^2}} - 1.$$

Ferner ist, wie früher:

$$\frac{1}{u} = \frac{3}{4\beta}\left(\frac{1+\beta^2}{2\beta}\log\frac{1+\beta}{1-\beta} - 1\right)$$

$$\frac{1}{u'} = \frac{\beta'}{\sqrt{1-\beta'^2}}.$$

Aus diesen Gleichungen ergeben sich folgende Resultate:

1. Für die Geschwindigkeit ist:

$$\beta' < \beta,$$

d. h. ein Strahl von bestimmtem Entladungspotential besitzt nach der Relativtheorie eine kleinere Geschwindigkeit als nach der Kugeltheorie.

2. Für die magnetische Ablenkbarkeit ist:

$$u' < u,$$

d. h. ein Strahl von bestimmtem Entladungspotential besitzt nach der Relativtheorie eine kleinere magnetische Ablenkbarkeit als nach der Kugeltheorie. Der Unterschied verschwindet für unendlich große und für unendlich kleine Entladungspotentiale, er ist ein Maximum für das Entladungspotential $P = 3{,}2 . 10^5$ Volt ($\beta = 0{,}834$). Bei der praktischen Größe dieser Zahl wird man sagen dürfen, daß innerhalb der zurzeit ausführbaren Messungen der Unterschied der Theorien um so größer wird, zu je höheren Entladungspotentialen man fortschreitet.

3. Für die elektrische Ablenkbarkeit ist:

$$\frac{u'}{\beta'} \gtreqless \frac{u}{\beta} \quad \text{für} \quad P \lesseqgtr 1{,}1 \cdot 10^6 \text{ Volt}\left(\beta \lesseqgtr 0{,}987\right),$$

d. h. ein Strahl von bestimmtem Entladungspotential besitzt nach der Relativtheorie eine größere, ebenso große oder kleinere elektrische Ablenkbarkeit als nach der Kugeltheorie, je nachdem das Entladungspotential kleiner, ebenso groß oder größer ist als $1{,}1 . 10^6$ Volt. Daher wird man sagen dürfen, daß innerhalb der zurzeit ausführbaren Messungen die elektrische Ablenkbarkeit eines solchen Strahles nach der Relativtheorie stets größer ist als nach der Kugeltheorie, und zwar ist der Unterschied um so größer, je kleiner das Entladungspotential ist.

Für $P = 0$ ($\beta = \beta' = 0$) wird speziell:

$$\frac{u'}{\beta'} - \frac{u}{\beta} = {}^1/_{20}.$$

Gleichzeitige Messungen des Entladungspotentials, der magnetischen und der elektrischen Ablenkbarkeit der Kathodenstrahlen sind bekanntlich von H. Starke[1]) ausgeführt worden. Möglicherweise lassen sich schon diese mit zu einer Prüfung der beiden Theorien verwerten. Ich fand aber bisher nicht Gelegenheit, auf diese Frage näher einzugehen.

1) H. Starke, Verh. D. Phys. Ges. **5**, 241, 1903.

(Eingegangen 14. Oktober 1906.)

Diskussion.

Kaufmann: Ich möchte als Nächstbeteiligter ein paar Worte zur Ergänzung hinzufügen. Ich bitte, die gezeichnete Kurve zirkulieren zu lassen, sowie die fünf Originalplatten, auf denen Sie je zwei symmetrische Kurvenäste von derselben Gestalt wie auf der Zeichnung erblicken. Was die Resultate betrifft, so besteht vollständige Übereinstimmung zwischen Herrn Planck und mir, und es ist erfreulich für mich, daß die ganz andere Rechnung Plancks zu identischen Zahlenresultaten geführt hat. Das deutet darauf hin, daß in meiner Berechnung kein Rechenfehler enthalten ist. Was nun aber den Schluß betrifft, so folgt aus den Beobachtungstatsachen, daß weder die Lorentzsche noch die Abrahamsche Theorie mit ihnen übereinstimmt. Dieser Schluß steht fest. Die Lorentzsche Theorie stimmt noch schlechter als die Abrahamsche. Die Abweichungen der Lorentzschen Theorie (10—12 Proz.) sind so stark, daß sie an keiner Stelle durch Beobach-

tungsfehler zu erklären sind. Also wenn kein prinzipieller Fehler in den Beobachtungen vorhanden ist, so ist die Lorentzsche Theorie beseitigt. Bei der Abrahamschen Theorie betragen die Abweichungen 3—5 Proz.; auch diese liegen außerhalb der Grenze der Beobachtungsfehler. Aber die Möglichkeit von Fehlern, die sich in der Weise summiert haben, daß eine solche Abweichung hierdurch herauskommt, wäre immerhin noch denkbar.

Planck: Wenn die für eine vollständige Deutung der Beobachtungen notwendige Korrektion der theoretischen Zahlen außerhalb der Beobachtungsfehler liegt, so ist es für mich denkbar, daß, wenn man ihr Rechnung trägt und infolgedessen über die Beobachtungsfehler hinaus Änderungen anbringt, daß man dann der Lorentzschen Theorie näher kommen könnte, als der Abrahamschen. Aus der bloßen Tatsache, daß die Abweichungen der einen Theorie kleiner sind, würde ein Vorzug für sie nicht folgen.

Bucherer: Ich möchte auf die Bemerkung des Vortragenden zurückkommen, daß meine Theorie nicht hinreichend entwickelt ist, um hier schon weiter erörtert zu werden. Ich habe mich intensiv mit ihr und ihren Konsequenzen beschäftigt und gefunden, daß sie nicht wesentlich Besseres leistet, als die frühere Lorentzsche Theorie und die spätere Lorentzsche. Ein Einwand ist darin zu finden, daß in der Dispersionstheorie die elektromagnetischen Massen Schwierigkeiten machen; in allen übrigen Punkten leistet die Theorie des bei konstantem Volum deformierten Elektrons und des entsprechend deformierten Systems ungefähr dasselbe wie die neuere Lorentzsche. Bei der Ausdehnung der Planckschen Erwägungen auf mein Elektron könnte ich nicht sagen, welche Folge diese Erwägungen für mein Elektron haben würden. Aber auf einige theoretische Punkte will ich hinweisen. Die Dynamik des Elektrons ist ja nicht allein prüfbar durch die Ablenkung der Becquerel-Strahlen. Abraham hat schon hingewiesen auf die Notwendigkeit, dem Lorentzschen Elektron eine besondere innere Energie zuzuschreiben. Die Schwierigkeit scheint mir größer als die Abweichung von den Kaufmannschen Messungen. Gegen die Einsteinsche Relativitätstheorie lassen sich gewisse Einwände erheben. Er wendet die Maxwellschen Gleichungen an, übersieht aber, daß gewisse Voraussetzungen nicht erfüllt sind, nämlich die Gültigkeit des Divergenztheorems der elektrischen Kraft.

Nachdem ich erkannt hatte, daß die bisherigen Theorien, auch die meinige mit eingeschlossen, den Anforderungen nicht genügen, habe ich mir die Frage vorgelegt, ob man unter Beibehaltung der Maxwellschen Gleichungen und unter Zugrundelegung des Prinzips der Gleichheit von actio und reactio zur Übereinstimmung mit der Erfahrung kommen kann. Das gelingt, wenn man den Satz zugrunde legt: Die ponderomotorische Kraft zwischen zwei in relativer gleichförmiger Bewegung zueinander begriffenen Systemen ist unter Beachtung des Vorzeichens die auf Grund der Maxwell-Lorentzschen Differentialgleichungen berechnete Kraft, welche auf das willkürlich als ruhend angenommene System ausgeübt wird. Natürlich fällt bei dieser Auffassung der Begriff des Äthers fort; denn sobald ich relative Bewegungen einführe und das Koordinatensystem in einem beliebigen Körper des dynamischen Systems festlege, verzichte ich auf die Äthertheorie. Ich habe die Konsequenzen verfolgt und bin in bezug auf die Kaufmannschen Messungen zu einigen Schlüssen gelangt, die ich mitteilen will. Zunächst würde das starre Elektron in Frage kommen. Auf Grund der Relativtheorie kommt man zu dem Schluß, daß andere Kräfte wirken, wenn die Becquerelstrahlen nicht mehr parallel, sondern schief zur Kondensatorplatte gerichtet sind. Hier wäre eine leichte Handhabe geboten, das Prinzip der Relativtheorie auf Grund der Maxwellschen Gleichungen zu prüfen, man brauchte nur Becquerelstrahlen schief gegen das elektrische oder magnetische Feld fliegen zu lassen. Bei senkrechter Bewegung bekommt man merkwürdigerweise dieselben Kräfte wie Lorentz. Ich habe schon überlegt, ob die Abweichung der Kaufmannschen Messungen darauf beruht, daß ein Winkel gebildet wird.

Runge: Ich möchte Herrn Planck folgendes fragen: Bei dem Widerspruch, den er findet, wenn er β aus dem ersten Werte berechnet, ist doch zu beachten, ob nicht eine kleine Änderung der Beobachtung schon eine große Änderung im Werte hervorruft. Man müßte das Intervall der β berechnen, für die noch zulässige Fehler der Beobachtung vorhanden sind.

Planck: Es ist β proportional $\frac{z'}{y'}$. Eine kleine Änderung von y' würde schon viel machen, weil y' klein ist gegen z'. Die Fehler aber sind schon so groß, daß man die Werte nicht benutzen kann; die äußersten Werte müßte man jedenfalls ausschalten, man kann sie eben nicht für die Theorie brauchen. An Herrn Bucherer möchte ich noch eine Frage richten. Lassen sich Ihre Gleichungen auch auf die Lagrangesche Form bringen? Und wenn ja, welchen Wert hat die Lagrangesche Funktion H für Ihre neuere Theorie, haben Sie das untersucht?

Bucherer: Nein, das habe ich noch nicht untersucht und könnte es in diesem Augenblick nicht entscheiden.

Planck: Das wäre doch sehr wichtig, weil durch die Lagrangesche Form die Bewegungs-

gleichungen des Elektrons auf die der allgemeinen Mechanik zurückgeführt werden.

Bucherer: Ich vermute, daß die Maxwellschen Gleichungen sich auf die Lagrangesche Form bringen lassen. Ich habe diese spezielle Frage noch nicht untersucht, aber ich nehme an, daß es möglich ist, denn ich wende die Maxwellschen Gleichungen unverändert an auf die quasi stationäre Bewegung, möchte aber damit nichts Endgültiges sagen.

Abraham: Wenn man die Zahlen ansieht, so geht aus ihnen hervor, daß die Abweichungen der Lorentzschen Theorie mindestens doppelt so groß sind als diejenigen der meinigen, also kann man wohl sagen, daß die Kugeltheorie doppelt so gut die Ablenkbarkeit der β-Strahlen darstellt als die Relativtheorie. (Große Heiterkeit.) Wenn ich bedenke, welches der Stand der Frage vor 5 Jahren war, als ich begann, mich mit ihr zu beschäftigen, so muß ich wohl von den Ergebnissen befriedigt sein; glaubte ich doch zunächst nicht, daß die Formel mit den Versuchen stimmen würde und war sehr überrascht, als Kaufmann mir eines Tages sagte, daß die Formel mit den verfeinerten Messungen gut stimmte. Allerdings sehe ich den Vorzug der Kugeltheorie vor der Relativtheorie nicht allein in der besseren Übereinstimmung mit den Messungen, sondern vor allem auch darin, daß sie eine rein elektromagnetische Theorie ist. Man war ja von der Frage ausgegangen, ob die Masse des Elektrons eine rein elektromagnetische Größe sei. Die Kugeltheorie bejaht diese Frage; sie betrachtet die Energie der Kathodenstrahlen als rein elektromagnetische. Die Ansätze der elektromagnetischen Energiedichte werden nun auch von Lorentz zugrunde gelegt. Das Lorentzsche Elektron hat aber außer der elektromagnetischen Energie, wie ich bewiesen habe und was nicht widerlegt ist, noch eine Art innerer potentieller Energie. Nach der Relativtheorie würde man also die Kathodenstrahlen nicht als rein elektromagnetische Vorgänge auffassen, sondern als Vorgänge, zu deren Erklärung die Elektrodynamik nicht ausreicht.

Gans: Ich möchte darauf hinweisen, daß jede Annahme über die Formveränderung des Elektrons bei Bewegungen selbstverständlich mehr Parameter in die Theorie hinein bringt, so daß man sich den Erscheinungen besser anpassen kann.

Der Michelson-Morleysche und der Trouton-Noblesche Versuch verlangen eine bestimmte Differenz der Längs- und Querdilatationen, das Verhältnis derselben bleibt noch unbestimmt.

Man könnte noch mehr Theorien aufstellen, bei denen dies Verhältnis der Längs- zur Querdilatation immer andere Werte hätte; eine würde die Erscheinungen der Becquerelstrahlen am besten erklären, aber man könnte nicht sagen, es wäre die beste; es wäre nur eine nachträgliche Anpassung an die Erscheinungen.

Planck: Abraham hat recht, wenn er sagt, der wesentliche Vorzug der Kugeltheorie würde sein, daß es eine rein elektrische Theorie wäre. Wenn dies durchführbar wäre, wäre das wohl sehr schön, vorläufig ist es nur ein Postulat. Der Lorentz-Einsteinschen Theorie liegt auch ein Postulat zugrunde, nämlich, daß keine absolute Translation nachzuweisen ist. Beide Postulate lassen sich, wie es scheint, nicht vereinigen, und nun kommt es darauf an, welchem Postulat man den Vorzug gibt. Mir ist das Lorentzsche eigentlich sympathischer. Am besten wird es wohl so sein, wenn auf beiden Gebieten weiter gearbeitet wird und die Experimente schließlich die Entscheidung geben.

Sommerfeld (München): Dem pessimistischen Standpunkt des Herrn Planck möchte ich mich einstweilen nicht anschließen. Bei der außerordentlichen Schwierigkeit der Messungen könnten die Abweichungen doch vielleicht in unbekannten Fehlerquellen ihren Grund haben. In der von Herrn Planck formulierten Prinzipienfrage möchte ich vermuten, daß die Herren unter 40 Jahren das elektrodynamische Postulat, diejenigen über 40 Jahre das mechanisch-relativistische Postulat bevorzugen werden. Ich gebe dem elektrodynamischen den Vorzug. (Heiterkeit.)

Kaufmann: Zur Postulatfrage möchte ich bemerken, daß der erkenntnistheoretische Wert des Postulats der relativen Bewegung doch nicht sehr groß ist, da es doch nur für gleichmäßige Translation brauchbar ist. Sowie man Rotationen und ungleichmäßige Bewegungen berücksichtigt, kommt man damit doch nicht aus. Man will damit den vielfach als unbequem empfundenen Äther aus der Welt schaffen, muß ihn aber bei den Rotationsbewegungen, z. B. bei der Abplattung der Weltkörper, wieder einführen.

Planck: Natürlich handelt es sich nur um gleichmäßige Translation. Ungleichmäßige können wir schon durch die Mechanik nachweisen, gleichmäßige aber auch in der Mechanik nicht. Die Forderung ist, daß das, was in der Mechanik nicht nachweisbar ist, auch in der Elektrodynamik nicht nachweisbar ist.

F. Himstedt und G. Meyer (Freiburg i. B.), Die Spektralanalyse des Eigenlichtes von Radiumbromidkristallen.[1])

Die folgenden Mitteilungen beschreiben die Fortsetzung der Untersuchungen, über welche der eine von uns (F. H.) auf dem Internationalen Kongreß zum Studium der Radiologie in Lüttich vorgetragen hat.[2]) Benutzt wurde zu den Versuchen der früher gebrauchte Quarzspektrograph, in dessen Spalt mit Klebwachs 3 Kristalle von $Ra\,Br_2$ so befestigt waren, daß sie zwischen sich zwei Zwischenräume frei ließen. Die Kollimatorlinse war in das Spaltrohr luftdicht eingekittet und dieses war mit einem ebenfalls luftdicht aufgekitteten Glasrohr umgeben, welches dem Spalt gegenüber ein Quarzfenster besaß. Das Glasrohr und zugleich das ganze Spaltrohr konnte durch ein mit einem Hahn versehenes Ansatzstück evakuiert werden. Der Spektrograph stand in einem verschlossenen Kasten aus Weißblech, welcher dem Spaltrohr gegenüber ein Quarzfenster besaß; durch dieses wurde mittels einer Quarzzylinderlinse ein Bild von der Kapillaren eines mit Luft gefüllten Geißlerschen Rohres auf dem Spalte entworfen und die Aufnahme des Stickstoffspektrums als Vergleichsspektrum ermöglicht. Der Spektrograph war mit dem Kasten metallisch verbunden uud dieser wiederum durch die Gasleitung zur Erde abgeleitet.

Das Spektrum des Eigenlichtes der $RaBr_2$-Kristalle wurde mit Expositionszeiten von 7 bis 10 Tagen photographiert, während das Kollimatorrohr mit CO_2, CO, H, Luft und He gefüllt war. Die Gase waren getrocknet und das Spaltrohr mittels der Hg-Pumpe wiederholt evakuiert und mit dem betreffenden Gase gespült.

In allen Gasen tritt das kontinuierliche Spektrum des Phosphoreszenzlichtes der Kristalle auf, welches sich in den Spektrogrammen entsprechend der Zahl der Kristalle als 3 parallele durch klare Zwischenräume getrennte Streifen kenntlich macht, deren Breite durch die Ausdehnung der Kristalle bedingt ist. In 2 Gasen, in Stickstoff (Luft) und Helium erscheinen außer dem kontinuierlichen Spektrum Banden, welche senkrecht zu den 3 Streifen das ganze Gesichtsfeld, also auch den Zwischenraum zwischen den parallelen Streifen durchziehen und damit anzeigen, daß das Gas in der Umgebung der Kristalle leuchtend geworden ist, Dieses Leuchten konnte auf einem Spektrogramm bis in eine Entfernung von 5 mm von einem 0,9 mm langen Kristalle verfolgt werden. Wiederholte Versuche haben uns gezeigt und andere Forscher haben dies bestätigt, daß der in der Umgebung der $Ra\,Br$-Kristalle leuchtende Stickstoff das Bandenspektrum des N emittiert, wie es in einem Geißlerschen Rohre erscheint. Mit Helium ist erst ein Versuch angestellt und wir können unsere Angaben nur mit Vorbehalt machen. Das Gas war aus Cleveit dargestellt, gereinigt und vor der Benutzung durch spektralanalytische Untersuchung als frei von Stickstoff befunden. In dem Spektrogramm erscheinen außer dem kontinuierlichen Spektrum drei schwache, das ganze Feld durchziehende Linien, deren stärkste annähernd die Wellenlänge 403 hat, also unter den Bedingungen des Versuchs wohl als die Heliumlinie 402,6 anzusprechen ist. Die geringe Intensität der andern Linien gestattete keine Schätzung der Wellenlänge. Mit Sicherheit kann man aber angeben, daß Stickstoffbanden nicht auftreten. Stickstoffbanden wurden auch nicht gefunden, als die $Ra\,Br_2$-Kristalle sich in CO_2, CO und H befanden. Es werden also zur Emission ultravioletten Lichtes durch $Ra\,Br_2$ nur N und He angeregt, nicht dagegen CO_2, CO, H.

Diese Eigenschaft steht nicht in Zusammenhang mit der Fähigkeit der Gase, in Geißlerschen Röhren leicht „anzusprechen", denn CO, welches in den geringsten Spuren sich spektralanalytisch bemerkbar macht, wird von $Ra\,Br_2$ nicht erregt.

Die Lichtemission kann auch nicht hervorgerufen sein von einer Glimmlichtentladung, welche etwa dadurch entsteht, daß die $Ra\,Br_2$-Kristalle spontan eine elektrische Ladung annehmen. Zunächst ist dieser Vorgang unwahrscheinlich, denn die Kristalle liegen angepreßt an die Backen des zur Erde abgeleiteten Spaltes. Wir haben ferner mittels eines Quarzspektrographen das Spektrum einer durch eine Elektrisiermaschine erzeugten Glimmentladung zwischen zwei Metallspitzen in verschiedenen Gasen photographiert und gefunden, daß in H nur die beiden Spitzen leuchten, während in Luft und CO das Bandenspektrum auch in dem Raume zwischen den Spitzen erscheint. Das Glimmlicht erregt Luft und H in derselben Weise wie die $Ra\,Br_2$-Kristalle, während dagegen das Verhalten dieser Agenzien gegen CO ein verschiedenes ist.

Wir glauben aber durch die folgenden Argumente erweisen zu können, daß wir mit einer Wirkung der α-Strahlen auf die Gase zu tun haben.

1. Versuche von B. Walter, deren Resultate mit von uns vorgenommenen übereinstimmen, ergeben, daß Platten, auf denen Radiotellur niedergeschlagen ist, den Stickstoff zur Emission seines Bandenspektrums veranlassen.

2. Radiumemanation mit Luft gemischt, bringt den Stickstoff zur Emission des Bandenspektrums. In einer ca. $^1/_2$ Liter fassenden Glasflasche befand sich bis zu $^2/_3$ der Höhe

1) Vorgetragen von G. Meyer.
2) Diese Zeitschr. **6**, 688, 1905.

Wasser, in dem etwas $Ra\,CO_3$ suspendiert war. Nach einigen Monaten hatte sich in dem Luftraum viel *Ra*-Emanation gesammelt und die ganze Flasche leuchtete stark. Ein Spektrogramm dieses Lichtes so aufgenommen, daß die obere Hälfte des Spaltes sich vor dem Luftraum, die untere vor dem Flüssigkeitsraum befand, erwies das Spektrum des Flüssigkeitslichtes kontinuierlich, während in dem Licht des Luftraumes die *N*-Banden auftraten.

3. In ein Glasrohr wurden ca. 20 mgr $Ra\,Br_2$ mit H_2O eingebracht. Die entwickelten Gase entwichen mit der Emanation durch ein aufgesetztes, oben geöffnetes enges Quarzrohr. Das Spektrum der Emanation in dem Quarzrohr zeigte die Stickstoffbanden.

Nach diesen Experimenten bringen Stoffe, welche nur α-Strahlen aussenden, wie Radiotellur und *Ra*-Emanation, den Stickstoff zur Emission seines Bandenspektrums. Vereinigen wir diese Resultate mit der Angabe von Lord und Lady Huggins, daß die β-Strahlen nicht das Stickstoffbandenspektrum verursachen, da die Wirkung der $Ra\,Br_2$-Kristalle auf *N* durch Glas abgeschnitten wird, so ist das Resultat gewonnen, daß die α-Strahlen *N* und wahrscheinlich auch *He* zum Leuchten erregen, auf *H*, CO_2, *CO* aber nicht die gleiche Wirkung ausüben.

Physikalisches und physikalisch-chemisches Institut, Freiburg i. B., 15. September 1906.

(Eingegangen 20. September 1906.)

Diskussion.

Stark (Hannover): Ich möchte eine Bemerkung zu den Versuchen machen und speziell eine Erklärung vorschlagen. Ich glaube, es herrscht wohl Übereinstimmung darüber, daß die α-Strahlen und Kanalstrahlen als gleichartige Erscheinungen zu betrachten sind. Verlaufen die Kanalstrahlen in einem Gas, so ionisieren sie es immer, und dieses emittiert dann immer sein Bandenspektrum. Also ist auch bei den α-Strahlen dasselbe zu erwarten. Sie ionisieren in der Tat alle von ihnen durchlaufenen Gase; in Stickstoff bringen sie gleichzeitig das Bandenspektrum zur Emission. Bei dem Verlauf der α-Strahlen in Wasserstoff und Kohlensäure ist das Bandenspektrum bis jetzt noch nicht beobachtet worden. Dies sind die Resultate der Erfahrung. Nun möchte ich eine Erklärung vorschlagen: Ich habe die Hypothese ausgesprochen, daß das Bandenspektrum emittiert wird bei der Wiedervereinigung der Ionen. Wenn diese Erklärung richtig ist, müßte man bei Wasserstoff, Kohlensäure, Kohlenoxyd ebenso ein Bandenspektrum durch die α-Strahlen erhalten wie bei Stickstoff. Denn auch diese Gase werden durch die α-Strahlen ionisiert; die Ionisierung ist immer von Wiedervereinigung begleitet; darum müßten auch bei diesen Gasen die α-Strahlen auf dem Umweg über die Ionisierung und Wiedervereinigung das Bandenspektrum zur Emission zu bringen.

Meiner Meinung nach ist es auch vorhanden, nur ist es viel schwieriger, es bei diesen Gasen nachzuweisen. Ich glaube, bei langer Exposition wird man es erhalten. Auch bei den Aufnahmen an den Kanalstrahlen ist das Bandenspektrum des Wasserstoffs und der Kohlensäure viel schwächer, als das des Stickstoffs. Die β-Strahlen ionisieren ebenfalls das durchlaufene Gas; daß sie das Leuchten scheinbar nicht hervorrufen, hat wohl darin seinen Grund, daß bei ihnen die Absorption und demgemäß die Wiedervereinigung viel geringer ist, als bei den α-Strahlen.

Vortragender: Ich habe absichtlich eine Erklärung nicht gegeben, weil wir noch nicht alle Gase untersucht haben. Ich bemerke aber, daß das Bandenspektrum des Kohlenoxyds sehr leicht immer erhalten wird, und gerade hier haben die α-Strahlen keine Wirkung.

Stark (Hannover): Ich bezog meine Bemerkung über die Intensität des Bandenspektrums nicht auf die Emission durch die positive Lichtsäule in einem gewöhnlichen Geißlerrohr, sondern auf die Emission durch die Kanalstrahlen.

Marckwald (Berlin): Leuchten überhaupt noch andere Gase als Stickstoff und Helium unter der Einwirkung der α-Strahlen? Ich habe unabhängig von Walter das Leuchten der Luft in Poloniumstrahlen beobachtet, aber die Frage dann nicht weiter verfolgt, weil Walters Arbeit erschien, und ich mit Recht glaubte, die Physiker würden die Frage schneller fördern als ich. Nur darauf möchte ich hinweisen, daß die Frage, ob ein Gas überhaupt leuchtet, durch die von mir in den Verhandlungen der Physikalischen Gesellschaft beschriebene Versuchsanordnung in 24 Stunden sicher zu entscheiden ist. Natürlich hat man bei positivem Ergebnis damit noch kein Spektrum.

Vortragender: Radiumbromidkristalle haben wir 20 Tage lang in Wasserstoff untersucht und kein Gasspektrum erhalten. Alles Gas haben wir erst auf Stickstoffgehalt untersucht, und haben keine Stickstoffbanden finden können.

Runge: Die Vermutung, daß Sie eine Helium-Linie photographiert haben, halte ich für unwahrscheinlich, wenn Sie nicht auch die anderen Helium-Linien photographiert haben. Das da ist die dritte Linie der Serie, die von D_3 abgeht. Wenn Sie 4472 nicht bekommen haben, haben Sie wohl auch 4026 nicht bekommen. Wenn Sie das Linienspektrum des Helium bekommen hätten, wäre es sehr interessant; aber aus einer einzigen, sehr schwachen

herausgegriffenen Linie können Sie das nicht schließen.

Vortragender: Es sind drei Linien im Heliumspektrum vorhanden, aber so schwach, daß genaue Messungen nicht möglich sind. Nur die eine Wellenlänge haben wir zu 403 messen können. Weiter kommt hinzu, daß das Helium unter $^3/_4$ Atmosphäre Druck im Rohr war.

Runge: Das Heliumspektrum habe ich auch bei $^1/_2$ Atmosphäre Druck photographiert. (Unterbrechung und kurzes, unverständliches Zwiegespräch.) Runge (fortfahrend): Mit einer farbenempfindlichen Platte müßten Sie D_3, das so viel stärker ist als 4026, bekommen.

Marx (Leipzig): Zu der Bemerkung von Prof. Meyer, daß das Leuchten notwendig durch die α-Strahlen bedingt sein muß, möchte ich bemerken, daß dies nicht sicher aus den angeführten Versuchen geschlossen werden kann. Thomson hat bekanntlich nachgewiesen, daß neben den α-Strahlen vom Radium immer langsam bewegliche Elektronen ausgehen, die sehr starke Ionisatoren sind. Diese Elektronen tragen etwa die gleichen Ladungen von entgegengesetzten Vorzeichen wie die α-Strahlen, und sind bekanntlich die Ursache, daß es nicht möglich ist, eine positive Ladung der α-Teilchen direkt elektrometrisch nachzuweisen. Die Ladung der α-Strahlen ist nur nachweisbar, wie Rutherford gezeigt hat, wenn man durch das magnetische Feld die langsamen Elektronen herauswirft. Der Schluß, daß die α-Strahlen das Leuchten verursachen, ist also nicht zwingend, es könnten auch die langsamen Elektronen sein.

Vortragender: Ich glaube, daß es hier eine Wirkung der α-Strahlen ist; dazu habe ich den Grund, daß man das Leuchten im Spektroskop bis auf 5 mm von den Radiumbromidkristallen verfolgen kann. Bei den Versuchen von Walter und Pohl, welche sich wohl auf den gleichen Vorgang beziehen, ist die Lichtwirkung noch in mehreren cm Entfernung beobachtet worden, also auf eine Entfernung, auf der die α-Strahlen absorbiert werden. Wie es mit der Absorbierung der langsamen Elektronen steht, weiß ich nicht.

Heinrich Willy Schmidt (Gießen), Über die Absorption der β-Strahlen des Radiums.[1])

Die Absorption der von einer radioaktiven Substanz ausgehenden β-Strahlen mißt man gewöhnlich so, daß man die Ionisation in einem abgeschlossenen Luftraum bestimmt, nachdem die Strahlen verschieden dicke Filter durchsetzt haben. Am einfachsten benutzt man hierbei ein allseitig geschlossenes Blattelektrometer, bei dem an Stelle des Deckels Filter aufgelegt werden. Über diesen Filtern befindet sich die radioaktive Substanz. Aus der Wanderungsgeschwindigkeit des Blättchens schließt man auf die Stärke der Ionisierung, bzw. auf die Intensität der Strahlung.

Wenn man derartige Messungen mit einem festen Radiumpräparat, z. B. Radiumbromid, machen wollte, so wird man kaum zu übersichtlichen Gesetzen kommen können, da in einem solchen Präparat außer Radium dessen sämtliche Zerfallsprodukte vorhanden sind. Von wenigstens 3 dieser Zerfallsprodukte, nämlich *Ra B*, *Ra C* und *Ra E*, werden β-Strahlen ausgesandt. Da wir durchaus nicht wissen, ob diese Strahlen völlig gleichwertig sind, wird es uns darauf ankommen, jedes der β-strahlenden Produkte aus dem ursprünglichen Präparat zu isolieren.

In den hier vorliegenden Untersuchungen habe ich mich auf die von *Ra B* und *Ra C* ausgehenden β-Strahlen beschränkt. Eine Mischung dieser beiden radioaktiven Produkte kann man verhältnismäßig leicht erhalten. Bringt man nämlich in ein emanationshaltiges Gefäß ein Blech oder sonst einen festen Körper, so bildet sich darauf ein sehr dünner aktiver Niederschlag, der aus den 3 Radioelementen, *Ra A* *Ra B* und *Ra C* besteht. Da *Ra A* sehr schnell in *Ra B* zerfällt, so ist ca. $^1/_2$ Stunde nach Beendigung der Aktivierung praktisch nur noch *Ra B* und *Ra C* auf dem exponierten Körper vorhanden.

Aus diesem Gemisch können wir nach v. Lerch[1]) auf eine einfache Methode *Ra C* absondern, und zwar können wir es als sehr dünnen Niederschlag auf einem *Cu*-Blech erhalten. Mit einem derartig aktivierten *Cu*-Blech kann man nun Absorptionsbestimmungen nach der vorhin beschriebenen Methode vornehmen. Man legt also das Blech unter Zwischenschaltung von Filtern an Stelle des Deckels auf das Elektrometer und bestimmt die Wanderungsgeschwindigkeit des Blättchens bei verschiedenen Filterdicken. Als Filter wurden Aluminiumfolien oder Aluminiumbleche benutzt. Bei diesen Beobachtungen muß man berücksichtigen, daß *Ra C* ziemlich schnell zerfällt. Da wir jedoch die Halbwertszeit von *Ra C* recht genau kennen — sie ist nach v. Lerch 19.5′ —, können wir das Abklingen der aktiven Materie leicht in Rechnung ziehen, so daß wir allgemein vergleichbare Resultate erhalten. Natürlich müssen wir bei diesen Vergleichsmessungen der Strahlungsintensität bei

1) Der hier abgedruckte Vortrag ist in seinem Inhalt identisch mit Teil 7 der Arbeit: „Über den Zerfall von *Ra A*, *B* u. *C*, 2. Mitteilung", die in einem der nächsten Annalenhefte erscheint. (Ann. d. Ph. [4] **21**, 1906.)

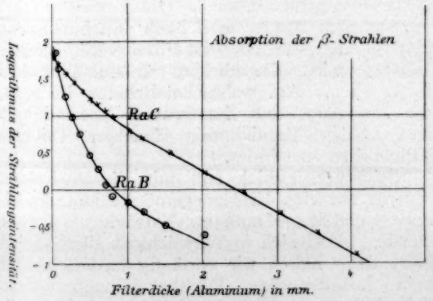
1) Wien. Ber. **115**, Abt. IIa, 197, 1906.

einer bestimmten Filterdicke einen willkürlichen Wert erteilen.

Die so gefundenen Resultate sind aus der beigedruckten Tabelle Zeile 5 und aus der Figur ersichtlich. In der Figur ist als Abszisse die Filterdicke d und als Ordinate der Logarithmus der Strahlungsintensität eingetragen.

Filterdicke	J_B beobacht.	berechn.	Filterdicke	J_C beobacht.	berechn.
0 Blatt	1200	1190	0 mm	—	74
3 „	550	492	0,05 „	60,1	61,2
6 „	196	215	0,10 „	47,6	50,9
8 „	135	152	0,20 „	35,0	36,3
9 „	88,5	127	0,29 „	26,9	27,9
10 „	100	109	0,39 „	20,9	21,3
11 „	78,6	95	0,51 „	16,7	16,2
12 „	83,2	84	0,61 „	14,4	13,3
14 „	76	72	0,70 „	11,9	11,2
27 „ *)	41,9	41,2	0,80 „	9,8	9,50
0,2 mm	17,9	19,3	1,03 „	6,55	6,90
0,3 „	9,5	9,5	1,55 „	3,22	3,30
0,4 „	5,4	5,0	2,03 „	1,74	1,75
0,5 „	2,9	2,9	2,55 „	0,93	0,90
0,6 „	1,90	1,83	3,05 „	0,48	0,46
0,7 „	1,20	1,31	3,55 „	0,24	0,24
0,8 „	0,79	1,02	4,05 „	0,14	0,13
1,0 „	0,72	0,71			
1,5 „	0,39	0,35			
2,0 „	0,24	0,18			

*) 27 Blatt = 0,1 mm.



2897

Ehe wir auf die mit *Ra C* gefundenen Werte näher eingehen, wollen wir besprechen, wie die Absorptionsmessungen mit *Ra B* durchgeführt sind. Auch *Ra B* kann man durch chemische Methoden isolieren. Doch nützt uns das nicht viel, da *Ra B* verhältnismäßig schnell, nämlich mit einer Halbwertszeit von 26,7′, zerfällt, und unsere Versuche deshalb gleich durch das entstehende *Ra C* gestört werden.

Wir können jedoch die Absorption des Strahlungsgemisches bestimmen, das von dem aktiven Niederschlag *Ra B* + *Ra C* ausgeht.

Durch Hilfsmessungen, auf die an dieser Stelle nicht eingegangen werden kann, war es möglich, aus der gesamten β-Strahlungsintensität die auf *Ra B* und *Ra C* gesondert fallende Strahlung zu ermitteln.

Die mit *Ra B* gefundenen Resultate sind in dieselbe Tabelle und Figur eingetragen, wie die vorhin mit *Ra C* erhaltenen Werte. Die Zahlen der Reihe 2 und 5 in der Tabelle sind direkt miteinander vergleichbar, ebenso ist der Maßstab in der Figur für die beiden Versuchsreihen der gleiche. Übrigens sind die bei sehr geringen Filterdicken mit *Ra B* gefundenen Werte in der Figur nicht eingetragen, weil bei dem benutzten Abszissen-Maßstab die einzelnen Punkte zu nahe aneinander rücken würden.

Wenn wir diese beiden Kurven betrachten, so fällt uns auf, daß die Kurvenpunkte innerhalb gewisser Filterdicken auf einer Geraden liegen. Die β-Strahlen werden also innerhalb dieser Filterdicken nach einem reinen Exponentialgesetz absorbiert. Ein derartiges Exponentialgesetz gilt nun für die Absorption der von Uran und Aktinium ausgehenden β-Strahlen wie durch verschiedene Messungen im Rutherfordschen Institut festgestellt ist.[1])

Man hat dieses Gesetz so gedeutet, daß von *Ur* und *Ac homogene* β-Strahlen ausgesandt werden. Ob man diese Annahme notwendigerweise machen muß, soll hier unerörtert bleiben. Entschieden steht die Tatsache fest, daß bestimmte β-Strahlgruppen nach einem reinen Exponentialgesetz absorbiert werden. Wir haben vorhin gesehen, daß die β-Strahlen vom Radium innerhalb gewisser Filterdicken nach einem reinen Exponentialgesetz absorbiert werden. Ist das nicht auch so zu erklären, daß unter der Gesamtheit der β-Strahlen eine bestimmte Gruppe mit konstantem Absorptionskoeffizienten sich befindet? Ja, können wir nicht noch einen Schritt weiter gehen und die Gesamtwirkung der β-Strahlen durch Annahme einiger weniger β-Strahlgruppen mit konstantem Absorptionskoeffizienten erklären? Dann müßte sich also die Strahlungsintensität I nach der Formel darstellen lassen:

$$I = a_1 \cdot e^{-\gamma_1 d} + a_2 \cdot e^{-\gamma_2 d} + \ldots\ldots,$$

wo d die Filterdicke, e die Basis des natürlichen Logarithmus und a und γ bestimmte Konstanten bedeuten. Ich habe die Rechnung durchgeführt für die *Ra B*-Strahlen nach der Gleichung;

$$I_B = 1100 \cdot e^{-810\,d} + 88\,e^{-10\,d} + 2{,}5 \cdot e^{-13{,}1\,d}$$

und für die *Ra C*-Strahlen nach der Gleichung:

$$I_C = 49\,e^{-58\,d} + 25 \cdot e^{-13{,}1\,d}.^{2})$$

Die in der Figur ausgezogenen Linien sind nach

1) Vgl. T. Godlewski, Phil. Mag. (6) 10, 375, 1905.

2) Die Einheit der Zahlenwerte im Exponenten ist cm $^{-1}$. Die Filterdicken, durch welche die Intensität der Strahlung jedesmal um die Hälfte herabgesetzt wird, ist für die einzelnen Gruppen bei den *Ra B*-Strahlen: 0,0078, 0,087, 0,53 mm und bei den *Ra C*-Strahlen: 0,131 und 0,53 mm.

diesen Gleichungen berechnet. Ebenfalls sind die darnach berechneten Zahlenwerte in Zeile 3—6 unserer Tabelle eingetragen. I. a. stimmen die beobachteten und berechneten Zahlen gut überein. Wenn Abweichungen vorhanden sind, so müssen wir immer berücksichtigen, daß man zu den einzelnen Werten nicht direkt, sondern auf ziemlich umständliche Weise gelangt ist. Namentlich die für *Ra B* mit Filterdicken größer als 0,6 mm gefundenen Werte sind ziemlich ungenau.

Natürlich ist es selbst bei vorzüglichster Übereinstimmung zwischen Formel und Experiment sehr fraglich, ob die Verteilung der β-Strahl-Intensität auf zwei oder drei besondere Strahlgruppen wirklich eine physikalische oder nur eine rechnerische Bedeutung hat.

Aber, angenommen, daß es überhaupt verschiedene β-Strahlgruppen mit konstanten Absorptionskoeffizienten gibt — und das dürfen wir wohl als sicher annehmen —, wie haben wir uns dann den Unterschied zwischen diesen Gruppen zu denken?

Die β-Strahlen sind nach unseren heutigen Anschauungen negative elektrische Elementarquanta, die mit großer Geschwindigkeit durch den Raum fliegen. Die Teilchen sind sämtlich wesensgleich: nur in ihrer Geschwindigkeit können sie sich voneinander unterscheiden. Teilchen mit großer Geschwindigkeit werden leichter durch Materie hindurchfliegen, also schwerer absorbiert werden, als Teilchen mit kleiner Geschwindigkeit.[1])

Die Beeinflussung der β-Strahlen durch Filter kann nun nicht, wie bei den α-Strahlen, lediglich in einer gleichmäßigen Geschwindigkeitsverminderung sämtlicher Teilchen bestehen. Denn dann müßte man die Gesetze, die für die weniger durchdringenden β-Strahlen gelten, aus dem Verhalten der durchdringendsten Strahlen ableiten können, nachdem diese eine bestimmte Filterdicke durchflogen haben. Das ist nicht der Fall, denn die einzelnen β-Strahlgruppen haben einen von der Filterdicke unabhängigen konstanten Absorptionskoeffizienten. Wir können also durch vorgeschaltete feste Filter nicht erreichen, daß sich Strahlen mit der größeren Durchdringungsfähigkeit in Strahlen geringerer Durchdringungsfähigkeit verwandeln. Da nun die Durchdringungsfähigkeit der β-Strahlen lediglich von ihrer Geschwindigkeit abhängen kann, so folgt aus der Konstanz des Absorptionskoeffizienten, daß die Teilchen beim Durchgang durch Materie ihre Geschwindigkeit überhaupt nicht ändern. Das klingt im ersten Moment recht unwahrscheinlich. Und doch können wir uns durch verhältnismäßig einfache Annahmen ein derartiges Verhalten der β-Strahlen erklären. Eine Metallplatte wird sich mit ihren materiellen Atomen zu einem Elektron ungefähr so verhalten, wie mehrere hintereinander aufgestellte weitmaschige Drahtgitter zu einer kleinen Kugel. Sind Drahtgitter und Kugel vollkommen elastisch, so fliegt die Kugel durch die Drahtgitter hindurch, ohne daß sich ihre Geschwindigkeit ändert, nur ihre Richtung kann eine andere werden. Wenn sich Metallplatte und Elektron in „elastischer Beziehung" — wenn man diese Begriffe auf unsere Verhältnisse übertragen darf — ähnlich wie Drahtgitter und Kugel verhalten, dann werden die Elektronen ihre Geschwindigkeit unverändert beibehalten, ihre Richtung jedoch wird sich ändern. Ein anfänglich paralleles Strahlenbündel wird zerstreut werden, es werden also nicht mehr so viele Teilchen in das Elektroskop gelangen, wie vorher. Und die Anzahl der Teilchen, die nicht in das Elektroskop gelangen, wird bei gleichen Filterdicken jedesmal denselben Prozentsatz sämtlicher vorhandenen Teilchen ausmachen. Hieraus folgt dann ohne weiteres ein reines Exponentialgesetz für die in einer bestimmten Richtung durchgelassenen Strahlen.

Natürlich könnte man auch annehmen, daß ein Teil der β-Teilchen im Filter völlig zurückgehalten wird, die übrigen unbeeinflußt hindurchgehen. Am wahrscheinlichsten ist sogar die Annahme, daß Zerstreuung („scattering") und völlige Vernichtung einzelner Teilchen gleichzeitig stattfindet.[1])

Selbstverständlich soll mit diesen Erörterungen nur eine Erklärungsmöglichkeit für die experimentell gefundenen Tatsachen gegeben werden. Daß sich in Wirklichkeit alles so verhält, dafür haben wir vorläufig natürlich noch keine Anhaltspunkte. Darüber können hoffentlich Ablenkungsversuche im Magnetfeld, die bereits im Gang sind, näheren Aufschluß geben.[2])

1) In der ausführlichen in den Annalen erscheinenden Arbeit sind in Teil 6 Versuche mitgeteilt, aus denen hervorgeht, daß die *Ra B*-Strahlen mit $\gamma = 80$ cm -1 leichter ablenkbar sind, also geringere Geschwindigkeit besitzen, als die *Ra C*-Strahlen mit $\gamma = 13{,}1$ cm -1.

1) Wir haben formal dasselbe, wie bei einer **radioaktiven Umwandlung**: Die Anzahl der **aufgehaltenen** (**zerfallenden**) Teilchen ist in der Einheit der Filterdicke (**Zeit**) proportional der Gesamtzahl der jeweils vorhandenen Teilchen.

2) Vgl. vorletzte Anmerkung.

(Eingegangen 20. September 1906.)

W. Hallwachs (Dresden), Über die lichtelektrische Ermüdung.

Die Vorgänge, welche sich bei den lichtelektrischen Erscheinungen in Gasen von Atmosphärendruck in den der Oberfläche der bestrahlten Körper am unmittelbarsten anliegenden Schichten abspielen, harren noch immer ihrer Aufklärung. Von der genaueren

Einsicht in dieselben hängt sowohl die Erklärung der lichtelektrischen Ermüdung als auch diejenige des Grundversuchs der lichtelektrischen Entladung ab.

Für die erstere habe ich in einer früheren Arbeit (diese Zeitschr. 5, 489, 1904) gezeigt, daß die meisten der seither angegebenen Ursachen derselben (z. B. Oxydation, Lichteinfluß, elektrische Felder, Korrosion der Oberfläche, Strahlung) keinen wesentlichen Einfluß haben, daß dagegen die Hauptermüdungserscheinungen in Luft fast sicher dem Ozon verdankt werden, hauptsächlich weil erstens innerhalb eines Gefäßes die Ermüdung gegenüber der außerhalb eines solchen oder gar im Freien sehr klein ist, so daß die verschiedenen Substanzen durch Einbringen in Gefäße auf ihre Ermüdungswirkung untersucht werden können, und weil von so untersuchten uns bekannten Substanzen der Atmosphäre einzig und allein das Ozon die für *Cu* und *CuO* so charakteristisch verschiedene Wirkung liefert: *Cu* ermüdet außerhalb eines Gefäßes sehr schnell, das hinsichtlich der lichtelektrischen Stärke nur wenig davon verschiedene *CuO* fast gar nicht. Innerhalb eines Gefäßes ermüden beide nur sehr langsam.

Die inzwischen vorgenommene Fortsetzung der Versuche führte zu einer weiteren Stufe der Erklärung für die Ermüdungserscheinungen. Von der ziemlich umfangreichen Arbeit kann ich hier wegen der erforderlichen Zeitbeschränkung nur ein kurzes Referat geben, die ausführliche Veröffentlichung beabsichtige ich alsbald in den Berichten der Königlich Sächsischen Gesellschaft der Wissenschaften vorzunehmen.

Zunächst werden für den negativen Teil der früheren Arbeit, den Nachweis, daß die bisherigen Erklärungsversuche der lichtelektrischen Ermüdung nicht zutreffen, Ergänzungen gegeben.

1. Während früher lediglich mit ultravioletttem Licht gearbeitet wurde, ließ sich jetzt zeigen, daß auch bei der Ermüdung des Zinks im Tageslicht kein Einfluß der Belichtung vorhanden ist. Hierzu lagerte man Zinkplatten während der Ermüdungsperiode im Hellen und im Dunkeln und verglich die eintretende Ermüdung. Um den Gefäßeinfluß zu eliminieren, bildete den dunklen Raum ein ganzes Zimmer. In einem Raum von ähnlicher Größe stand die Versuchsanordnung. Durch Benutzung von zwei Platten und Vertauschung derselben eliminierte man den Einfluß einer etwaigen Verschiedenheit der Platten, durch Vertauschung der Dunkelheit, bezüglich der beiden Zimmer etwaige Lokalverschiedenheiten. Das Resultat war das folgende:

Ermüdungsperiode:	in Min.:	6, 24, 52, 135
Empfindlichkeitsabnahme in Prozenten:	im Hellen:	40, 78, 88, 93
	im Dunkeln:	44, 81, 88, 94

Hieraus ist ersichtlich, daß auch für die Ermüdung im Sonnenlicht der früher behauptete Einfluß des Lichtes auf die Ermüdung nicht existiert.

Indes ergibt sich die Ermüdung einer und derselben Platte mit verschiedenem Licht gemessen verschieden, z. B. die Endempfindlichkeit in Teilen der Anfangsempfindlichkeit bei

Bogenlicht	Quecksilberquarzlampe
$^1/_{1,8}$	$^1/_{2,4}$
Sonnenlicht	**trübes Himmelslicht**
$^1/_{3,4}$	$^1/_8$

Auf die Möglichkeit einer Erklärung werde ich am Schluß zurückkommen.

2. Daß ferner die Korrosion der Oberfläche keinen direkten Einfluß ausübt und die durch Polieren auf Hochglanz erzielte Steigerung der Empfindlichkeit nicht auf der Verminderung der Rauhigkeit der Oberfläche beruht, ließ sich ebenfalls nachweisen. Eine auf Hochglanz unter Benutzung aller Erfahrungen sorgfältigst polierte Kupferplatte wurde lichtelektrisch untersucht, dann auf mittelfeinem Schmirgelpapier die Oberfläche zerkratzt und dies schließlich mit gröbster Schmirgelleinwand wiederholt. Die lichtelektrische Empfindlichkeit ergab sich in den drei Fällen zu 2,38, 2,32, 2,39 in einer willkürlichen Einheit. Die Rauhigkeit der Oberfläche hat also keinen Einfluß. Der Vergleich einer täglich zu Versuchen mit Bogenlicht benutzten lichtelektischen Zelle mit einer Zwillingszelle, welche monatelang außerhalb des Lichtes blieb, ergab nach 1, 5, 9 und schließlich 17 Monaten das Empfindlichkeitsverhältnis, das zu Anfang 0,70 war, zu 0,75, 0,74, 0,70, 0,73. Die Platte bestand aus Kupferoxyd, um Ozonwirkung durch ultraviolettes Licht auszuschließen. Die durch die Belichtung tatsächlich, wie man aus den Abbildungen des Netzes auf den Platten entnommen hat, hervorgerufene Oberflächenänderung bewirkt also direkt keine Ermüdung.

Eine sehr umfangreiche Untersuchung erforderte der letzte der von andern Beobachtern gegebenen Erklärungsversuche der Ermüdung, ihre Zurückführung auf Bildung von elektrischen Doppelschichten an der Oberfläche, mit der negativen Seite nach außen (Lenard).

Diese hätten, da die Ermüdung dauernd bestehen bleibt, von einer dauernden Änderung der Kontaktpotentialdifferenz begleitet sein müssen. Zur Prüfung war daher an derselben Platte die lichtelektrische Ermüdung und die Kontaktpotentialdifferenz beziehungsweise ihre Änderung während der Ermüdungsperiode zu bestimmen.

Zur Messung der letzteren diente die Methode der Abstandsänderung bei kompensiertem Potential (Schultze-Berger, Helmholtz, Kelvin). Bei den zwischengeschalteten lichtelektrischen Bestimmungen kam die Platte immer in lichtelektrische Zellen, welche sich in einem geschlossenen, mit Quarzdeckel versehenem Messinggefäß befanden, damit während der Versuche selbst merkbare Ermüdung ausgeschlossen blieb.

Es zeigte sich kein Parallelismus zwischen lichtelektrischer Ermüdung und Kontaktpotentialänderung. Während der ersteren ein Negativwerden der Platte entsprechen müßte, blieben bei starker Ermüdung die Kontaktpotentiale in vielen Fällen konstant oder erhöhten sich sogar. Die dabei benutzten Ermüdungen gingen von 60—90 Proz. Empfindlichkeitsabnahme, die entsprechende Potentialerhöhung betrug bis zu 0,09 Volt. Die Ermüdungserscheinungen können also eine allgemeine Erklärung durch Bildung von Doppelschichten nicht erhalten.

Indessen war die Abweichung vom Parallelismus keine solche, daß der Einfluß von Kontaktpotentialdifferenzen als sich überlagernde Nebenursache der lichtelektrischen Ermüdung ausgeschlossen gewesen wäre. Besonders schnell verlaufende Ermüdung war ziemlich oft mit Negativerwerden und die langsame Ermüdung in Gefäßen stets mit Positiverwerden verknüpft. Der Umstand, daß durch die Versuche die Gleichheit der Ermüdung in schwachen und starken Feldern, die sich wie 1 : 1000 verhielten, festgestellt werden konnte, gestattete dann den Schluß, daß die beobachteten Kontaktpotentialänderungen nur kleinere Ermüdungen von etwa 20—30 Proz. im Maximum zu erklären vermögen und wohl auch bewirken werden, daß sie aber die Hauptursache der lichtelektrischen Ermüdung nicht bilden können. Die nähere Ausführung des eben Gesagten muß ich wegen der erforderlichen Zeitbeschränkung der ausführlichen Veröffentlichung überlassen. Der hieraus zu ziehende Schluß, daß sich der Einfluß der Kontaktpotentialdifferenzen in solchen Fällen, wo die Hauptermüdungsursachen ausgeschlossen sind, deutlicher zeigen müsse, kann nur einseitig geprüft werden, da in diesem Falle die Platten regelmäßig positiver werden. Dies geschieht in ganz reinen Gefäßen und bei frischem Kupferoxyd. Hier hätte das Ansteigen des Kontaktpotentials aber eine Vermehrung der lichtelektrischen Empfindlichkeit ergeben müssen. Eine solche wurde denn auch tatsächlich in den angegebenen Fällen konstatiert, erreichte aber selbst bei vollen 0,2 Volt Potentialanstieg (beim *CuO*) nur 13 Proz. der Anfangsempfindlichkeit und machte dann, ohne daß das Potential weiter stieg, einer langsamen Ermüdung Platz.

Zusammenfassend ist zu sagen, daß auch die Bildung von elektrischen Doppelschichten die Hauptursache der lichtelektrischen Ermüdung nicht bildet, nur als Nebenursache in Betracht kommt. Damit ist aber auch die letzte der bisher für die lichtelektrische Ermüdung versuchten Erklärungen widerlegt.

Die weitere Untersuchung verfolgte nun den Weg, zuerst der Ursache der auch in reinem Gefäße noch vorhandenen sehr langsamen Ermüdung nachzuforschen und dadurch vielleicht Stützpunkt zu gewinnen für die Aufklärung der Ermüdungswirkurg des Ozons.

Für die Größe der Ermüdung in Flaschen mögen folgende Zahlen als Orientierung dienen:

Ermüdungsperiode in Wochen:		0	1	2	3	4	14
Empfindlichkeit:		100	52	54	45	43	31
Ermüdungsperiode in Monaten:	0	3	6	9	12	18	24	30
Empfindlichkeit: *Cu*	100	31	33	31	28	—	—	—
Empfindlichkeit: *CuO*	100	64	60	54	44	38	32	33

Diese Versuche wurden mit gereinigten und mit durch Watte filtrierter Luft gefüllten Flaschen ausgeführt. Flaschen, welche ursprünglich auf 300° erhitzt und deren beim Abkühlen eintretende weitere Gasfüllung ebenfalls lange, auf 300° erhitzte Röhren passiert hatte, lieferten das gleiche Ergebnis. Im letzteren Fall ist sicher das Ozon beseitigt und wegen der Übereinstimmung der Versuche auch im ersten Fall durch das meterlange Watterohr, welches die Fülluft durchstreichen mußte.[1])

Die Versuche, über die oben einige Zahlen mitgeteilt sind, ergeben, daß auch nach der Entfernung von Ozon eine wenn auch geringe Ermüdung vorhanden bleibt, daß also eine Ermüdungsursache besteht, welche nicht mit Ozon zusammenhängt. Nachdem durch die seitherigen Versuche eine ganze Reihe möglicher Ursachen ausgeschlossen ist, bleibt dafür kaum noch etwas anderes übrig als die von der Platte ad- und absorbierten Gase. Diese müssen einen ausschlaggebenden Einfluß auf die lichtelektrischen Erscheinungen ausüben, da sie nach Lenard ein äußerst starkes Absorptionsvermögen für langsame Elektronen besitzen (Absorptionskoeffizient für Gase von Atmosphärendruck etwa von der Größenordnung 30 000), welches wegen der Kondensation im

1) Zum Vergleich möge bemerkt werden, daß, wie früher gefunden, *Cu* im Freien in 10 und 20 Stunden auf $^1/_9$ und $^1/_{180}$ ermüdet, im Zimmer in denselben Perioden auf $^1/_{2,5}$ und $^1/_{3,5}$. *CuO* geht im Zimmer auf $^1/_{2,5}$ etwa in 3 Wochen.

Oberflächengebiet dort zu mächtigen Werten anwachsen muß. Die volle Ausbildung der Gasbeladung in die feinsten Poren des Metalls hinein wird lange Zeit brauchen, und diese wird immer noch auf die lichtelektrische Entladung Einfluß haben, weil letztere ziemlich tief, nach Ladenburg bis zu nahezu 9×10^{-4} mm, in die Platte eingreifen.

Die in der Literatur vorhandene Angabe, daß in Wasserstoff keine Ermüdung stattfindet, würde diese Hypothese unmöglich machen. Weitere Versuche wiesen indessen nach, daß in Wasserstoff Ermüdung von ganz derselben Größenordnung eintritt wie in Luft.

Positive Belege für die Wirkung der Gasabsorption wurden dadurch erbracht, daß erstens im Vakuum bei sorgfältigster Versuchsanordnung die Ermüdung vermindert oder in eine Vermehrung der Empfindlichkeit verwandelt wurde, die relative Stärkezunahme im Vergleich zu Platten in Volldruck betrug 40—150 Proz. Zweitens drückte dreistündiges Verweilen in der Temperatur der festen Kohlensäure, wobei die Gasabsorption steigen muß, die Empfindlichkeit (in Zimmertemperatur) auf $^3/_4$ des Wertes der nicht abgekühlten Vergleichsplatte. Drittens vermehrte das Verweilen in etwas erhöhter Temperatur (um chemische Änderungen auszuschließen, nicht mehr als 25°) die Empfindlichkeit vorübergehend. Bei den erwähnten drei Versuchsserien wurden Platten aus *Cu*, *Pt* und *CuO* benutzt.[1])

Diese Versuche zeigen, daß mit der Zurückführung der ozonfreien lichtelektrischen Ermüdung in Gefäßen auf die Gasabsorption der Platten das Richtige getroffen sein wird. Sie erklären auch die Schwierigkeit, Platten auf eine bestimmte Empfindlichkeit zu polieren, sowie den Umstand, daß dieselben, wenn sie beim Polieren besonders warm wurden, die größten Werte der lichtelektrischen Empfindlichkeit zeigten.

Es war nunmehr zu untersuchen, wie es mit der großen, durch Ozon bewirkten Ermüdung stehe, ob diese auf andere oder auf ähnliche Gründe zurückzuführen sei.

Für die Wirkung des Ozons müssen drei Möglichkeiten in Betracht gezogen werden:

1. Oxydation, 2. kontaktelektrische Wirkungen, 3. direkte Wirkung auf die Elektrizitätsträger. Die beiden ersten Ursachen mußten hier nochmals neu ins Auge gefaßt werden, weil man vielleicht einwenden würde, die Oxydation sei bei direkter Zuführung von Ozon energischer, und weil früher bei den kontaktelektrischen Bestimmungen die untersuchte Platte sich nicht direkt in Ozon befand, Versuche dieser Art auch gar nicht möglich sind, weil die Vergleichsplatte vom Ozon mit beeinflußt und dadurch Rückschlüsse auf das Verhalten einer der Platten unausführbar waren. Die Untersuchungen gingen darauf aus, die Einwirkung des Ozons in den allerersten Momenten nach dem Eintauchen in dasselbe zu ermitteln. Für diesen Zweck war die in der ausführlichen Darstellung der Arbeit beschriebene Versuchsanordnung speziell eingerichtet. Der benutzte Ozongehalt betrug im allgemeinen etwa $^1/_{100}$ Volumprozent. Die Versuche ergaben nun:

a) Die Empfindlichkeitsabnahme ist selbst bei diesem sehr geringen Ozongehalt äußerst kräftig: nach 7, 25 und 85 Sekunden betrug für *Cu* die Abnahme 71, 74 und 77 Proz. Hier wird in 7 Sekunden erreicht, was in ozonfreier Luft ein Jahr dauert.

b) Wird das *Cu*, wenn es nicht lange in dem Ozon verweilt hat, herausgenommen, so geht die Ermüdung allmählich wieder zurück, zum Beispiel ging die durch etwa eine Minute langes Verweilen im Ozon auf ungefähr $^1/_3$ ermüdete Platte in 40 Minuten wieder bis auf 86 Proz. ihres Anfangswertes hinauf.

c) Für *Zn*, *Ag*, *Cu*, *Pt* ist die im gleichen Ozon kurze Zeit nach dem Einhängen gemessene Ermüdung gleich, z. B. ergab *Cu* und *Zn* miteinander verglichen in 9 Sekunden Abnahme der Empfindlichkeit von 61,4 und 61,5 Proz., in 18 Sekunden von 63 0 und 62,3 Proz., *Cu* und *Pt* bei etwas anderem Ozongehalt in 10 Sekunden 73,3 und 74,2 Proz., in 30 Sekunden 75,3 und 74,5 Proz., in 60 Sekunden 76,7 und 76,5 Proz.

Bei der großen elektromotorischen Verschiedenheit von *Zn* gegenüber *Cu*, *Ag* und *Pt* folgt, daß die starke Einwirkung des Ozons nicht kontakt-elektrischen Ursprungs ist. Aus b) folgt, daß sie nicht auf Oxydation beruht, beides in Übereinstimmung mit dem früher an in freier Luft ermüdeten Platten gefundenen. Aus Ozontitrierungen folgte, daß bei der außerordentlich kräftigen Wirkung des Ozons der Ozongehalt der Luft ausreicht, um die früher beobachtete Ermüdung zu liefern (die Titrierungen der Luft sind wegen starker Nachbläuung nicht einwandfrei).

Da nach Widerlegung der beiden andern von den in Betracht zu ziehenden Möglichkeiten nur die bleibt, daß die Wirkung des Ozons direkt auf die Elektrizitätsträger stattfindet, suchte man in dieser Richtung näheren Aufschluß zu erhalten. Zu diesem Zweck wurde untersucht und gefunden ob, daß die

1) Für das Vakuum kam eine Gaede-Pumpe zur Anwendung. Da ich vielleicht der erste bin, der eine Arbeit, bei welcher diese Pumpe gebraucht wurde, veröffentlicht, so möchte ich nicht unterlassen, auf das überraschend schnelle Arbeiten und das ausnehmend bequeme Operieren mit dieser Pumpe hinzuweisen (jetzt von Leybold-Köln zu beziehen).

Empfindlichkeitsabnahme durch Ozon unabhängig vom verwendeten Feld war. Hieraus ließ sich, wie in der Abhandlung näher dargelegt werden wird, schließen, daß der Wirkungsort des Ozons nur die allerunmittelbarste Nachbarschaft der Oberfläche und die äußerste Metallschicht selber sein kann (dies ist in der Richtung zu beschränken, daß bisher das Feld nur im Verhältnis 1 : 3 variiert wurde und weitere Versuche mit größerem Feldbereich später noch zuzufügen sind). In dieser unmittelbarsten Nachbarschaft der Oberfläche muß aber stärkste Absorption der Elektronen eintreten. Eine adhärierende Luftschicht von $^1/_4$ molekularer Weglänge (Luft bei Atmosphärendruck) Dicke, welche im Mittel auf 50 Atmosphären zusammengepreßt ist, würde nur 5,5 Proz. der Elektronen durchlassen, das eingedrungene Gas muß ebenfalls eine enorme Absorption ausüben. Die absorbierten Elektronen müssen aber in so großer Nähe der Platten durch die elektrischen Spiegelbilder festgehalten werden (Lenard), das Feld derselben beträgt in $^1/_4$ molekularer Weglänge Abstand bereits 8000 Volt/cm, gegenüber dem das in meinen Versuchen benutzte äußere Feld, welches von 0,5 bis 500 variierte, klein ist. Nimmt man nun an, daß das in diese Gegend eindringende Ozon ein besonders starkes Absorptionsvermögen für Elektronen im Vergleich zu dem der Luft besitzt, so erklärt sich, wie am erwähnten Ort näher ausgeführt wird, die Unabhängigkeit der Ermüdung vom verwendeten Feld. Da sowohl das Ozon ultraviolettes Licht stark absorbiert, als auch die Elektronen bei den lichtelektrischen Erscheinungen durch das ultraviolette Licht die Fähigkeit erhalten, vermöge ihrer Schwingungsenergie aus dem Körper herauszufahren, ausgelöst zu werden, so liegt es nahe, zu vermuten, daß Ozon auch durch ein besonders großes Absorptionsvermögen für Elektronen ausgezeichnet ist, vielleicht könnte es, in die Poren des Metalls eingedrungen, auch unmittelbar die Schwingungen der Elektronen im Metall dämpfen und damit die Auslösbarkeit der Elektronen durch das ultraviolette Licht herabsetzen. Hierdurch würde sich auch die zu Anfang erwähnte Tatsache, daß die Ermüdung von der Lichtsorte, mit welcher man mißt, stark abhängig ist, erklären: Licht, welches nur wenig ultraviolett ist, wird nur eine geringe Zahl der Elektronen, nur solche, die die größte Schwingungsenergie haben, auslösen können. Geringe Verminderung der Schwingungsenergie wird die größte Zahl derselben unauslösbar machen, während dieselbe Energieeinbuße die Zahl der durch stark ultraviolettes Licht auslösbaren Elektronen, die eben dafür nicht so große Schwingungsenergie zu haben brauchen, viel weniger prozentual vermindern wird.

Die entwickelte Anschauung würde, auch abgesehen von der Ermüdung, die Grunderscheinung der lichtelektrischen Entladung in einem ihrer auffälligsten Punkte erklären, nämlich ihrer verhältnismäßig geringen Stärke im Vergleich zu derjenigen im äußersten Vakuum. Sie beträgt von dieser z. B. bei einem Feld von 80 Volt/cm nur $^1/_4$ Proz. Der Grund, warum Herr Lenard im äußersten Vakuum soviel stärkere Wirkungen wie andere Beobachter (Stoletow) ebenfalls im äußersten Vakuum erhielten, wäre der, daß er seine Elektroden mit allen verfügbaren Mitteln gasfrei gemacht hatte. Auch die große Unstimmigkeit in den Resultaten verschiedener Beobachter bei lichtelektrischen Versuchen in verschiedenen Gasen sowie bei der Angabe über die Empfindlichkeit der verschiedenen Metalle würde sich einfach erklären.

Die gewonnene Anschauung führt die Ermüdung in und außerhalb von Gefäßen auf dieselbe Grundwirkung, die Absorption der Elektronen durch vom Körper absorbiertes Gas zurück. Außerdem stellt sich letzteres, wie wir sahen, nur als ein auch beim lichtelektrischen Grundversuch stets wesentlich beteiligter Faktor dar. Die dadurch gegebene Vereinfachung und Übersichtlichkeit läßt die Erklärung an Halt gewinnen und liefert eine spezielle Anregung, sie bei den ferneren Untersuchungen der lichtelektrischen Erscheinungen zugrunde zu legen und ihre Weiterprüfung zu veranlassen.

Als persönliche Meinung möchte ich noch hinzufügen, daß die im Laufe dieser Arbeit ausgeführten Versuche meine Vermutung bestärkt hat, es möchten bei der Ausbildung der Kontaktpotentiale ähnliche Ursachen wie bei der lichtelektrischen Ermüdung von ausschlaggebender Bedeutung sein, und daß dieser Zusammenhang vielleicht darin besteht, daß auch bei den Kontaktpotentialen vom absorbierten Gas aufgenommene, aus den Substanzen heraus diffundierende Elektronen eine wesentliche Rolle spielen. Die Verfolgung dieses Gesichtspunktes möchte, wie mir scheint, durch den Versuch entscheidbare Fragen über die Ausbildung der Kontaktpotentiale an die Hand geben und so vielleicht dazu beitragen, die Lösung dieses alten Problems zu beschleunigen.

(Eingegangen 19. September 1906.)

K. Kurz (Gießen), **Über den scheinbaren Unterschied der Leitfähigkeit der Atmosphäre bei positiver und negativer Ladung des Blattelektrometers.**

Legt man an einen im Freien ausgespannten Draht eine negative Spannung an, so läßt sich bekanntlich nach einiger Zeit ein Niederschlag von radioaktiven Substanzen auf dem Draht nachweisen. Bei genaueren Untersuchungen über diesen Effekt, bei denen ich auch Expositionszeit und Expositionsspannung variierte, zeigte sich nun folgendes: Bringt man den aufgewickelten Draht in den Zerstreuungsraum eines Blattelektrometers, so läßt sich die ionisierende Wirkung des Niederschlags mehrere Stunden hindurch verfolgen, wenn der Draht ohne angelegte Spannung mehrere Stunden exponiert war, oder bei verhältnismäßig niederer negativer Spannung, etwa 200 Volt, einige Minuten, oder bei höherer negativer Spannung, etwa 4000 Volt, einige Sekunden. Bei angelegter positiver Spannung erhält man bei solch kurzen Expositionszeiten keinen derartigen Effekt. Auch in der Ebene überzieht sich also ein Draht unter der Wirkung des Erdfeldes mit einem Niederschlag von radioaktiven Substanzen.

Diese Tatsachen führten zu der Überlegung, daß durch einen solchen Niederschlag eine Beeinflussung der Resultate bei Zerstreuungsmessungen in der Atmosphäre, bei Leitfähigkeitsmessungen, bei Ionenzählungen statthaben muß. Denn bei allen derartigen Untersuchungen beobachtet man das Wandern des Aluminiumblättchens eines Blattelektrometers, dessen Zerstreuungskörper der zu untersuchenden Luft ausgesetzt ist. Es wird sich bei negativer Ladung des Zerstreuungskörpers auf diesem ein Niederschlag von festen radioaktiven Substanzen bilden, bei positiver Ladung dagegen nicht. Diese Substanzen werden nun für sich allein bereits eine Ionisierung der Luft in der nächsten Umgebung des Zerstreuungskörpers bewirken; also wird bei negativer Ladung des Elektrometers eine der Ursachen der Blättchenwanderung in dem auf dem Zerstreuungskörper sich bildenden Niederschlag von festen radioaktiven Substanzen zu suchen sein. Die Hauptursache der Blättchenwanderung bleiben natürlich bei negativ geladenem Elektrometer die positiven Ionen, wie eben bei positiv geladenem Elektrometer vorläufig die negativen Ionen als die einzige Ursache der Blättchenwanderung anzusehen sind. Ist nun aber die Wirkung jenes Niederschlags von solcher Größenordnung, daß sie neben der Wirkung der Ionen in Betracht kommt, so findet offenbar bei allen derartigen Messungen eine Beeinflussung der Resultate nach der Richtung hin statt, daß bei negativ geladenem Zerstreuungskörper zu große Werte erhalten werden. Wenigstens wird man nicht, wie bisher üblich, die beobachtete Wirkung ganz auf Rechnung der positiven Ionen in der Atmosphäre setzen dürfen.

Nun werden bei derartigen Messungen tatsächlich Expositionszeiten und Spannungen angewandt, die längst hinreichend sind, um auf einem Draht merkbare Niederschläge von radioaktiven Substanzen anzusammeln. Außerdem sind bei fast allen derartigen Messungen die bei negativ geladenem Elektrometer beobachteten Spannungsabnahmen im Durchschnitt größer als bei positiv geladenem. Es kam also nur darauf an, 1. den radioaktiven Niederschlag auf dem Zerstreuungskörper solcher Apparate nachzuweisen, 2. die Größenordnung seiner Wirkung zu bestimmen. Die Untersuchungen wurden ausgeführt zunächst an einem Gerdienschen Aspirationsapparat zur Bestimmung der spezifischen Leitfähigkeit der Atmosphäre, dann an einem Elster und Geitelschen Zerstreuungsapparat.

Die Firma Spindler & Hoyer-Göttingen hat den Gerdienschen Apparat zurzeit im Landesgewerbe-Museum ausgestellt und hat sich in liebenswürdigster Weise bereit erklärt, mir den Apparat heute zu überlassen. Der von mir benutzte Apparat war genau gleich dem hier stehenden. Nur mußte die hier verwandte Ableseeinrichtung, Lupenablesung mit Spiegelskala, durch Mikroskopablesung ersetzt werden. Bei Lupenablesung ließ sich der gesuchte Effekt nur schlecht konstatieren, ihn zahlenmäßig zu verfolgen war kaum möglich. Außerdem wurde der Aspirator durch einen Motor angetrieben, da der Handbetrieb zu starke Störungen beim Ablesen verursacht.

Das Grundprinzip dieses Apparates besteht nun darin, daß „einem Luftstrom innerhalb eines Zylinderkondensators ein Bruchteil der in ihm enthaltenen Ionen eines Vorzeichens entzogen und dieser Bruchteil auf der inneren, isolierten, mit einem Blattelektrometer verbundenen Elektrode niedergeschlagen wird". Der Apparat soll liefern die Anteile der positiven und der negativen Ionen an der spezifischen Leitfähigkeit der Atmosphäre, also

$$\lambda_p = \varepsilon \cdot v_p \cdot n_p \qquad \text{und}$$
$$\lambda_n = \varepsilon \cdot v_n \cdot n_n, \qquad \text{wo } \varepsilon \text{ die}$$

Ladung der Ionen, v_p und v_n die spezifische Geschwindigkeit der positiven bezw. negativen Ionen, n_p und n_n die Zahlen der positiven bezw. negativen Ionen im cm^3 bedeuten. Durch Summation erhält man:

$$\lambda = \lambda_p + \lambda_n = \varepsilon \cdot v_p \cdot n_p + \varepsilon \cdot v_n \cdot n_n,$$

also die spezifische Leitfähigkeit der Atmosphäre. λ_p wird erhalten aus der Spannungsabnahme des negativ geladenen Zerstreuungskörpers, λ_n aus der des positiv geladenen.

Um den sich bildenden Niederschlag von radioaktiven Substanzen nachzuweisen, wurde der Zerstreuungskörper mit einem Überzug von 0,1 mm dickem Aluminiumblech versehen. Das Elektrometer wurde positiv geladen, der Aspirator in Tätigkeit versetzt; dann wurde der Überzug abgestreift und rasch in den Zerstreuungsraum eines zweiten Blattelektrometers gebracht. Es zeigte sich, wie zu erwarten, keine Einwirkung. Lädt man dagegen den Zerstreuungskörper des Gerdienschen Apparates negativ, so beginnt nach Einbringen des Überzugs in das 2. Blattelektrometer das Blättchen zu wandern, zeigt also eine Ionisierung der Luft im Zerstreuungsgefäß, d. h. hier, das Vorhandensein radioaktiver Substanzen an. Eine graphische Darstellung des Verlaufs der Ionisation zeigt die Übereinstimmung mit Kurven, die man für die Abklingung des Niederschlags auf Drähten erhält, die im Freien bei der Spannung des Elektrometers und bei der angewandten Aspirationsdauer als Expositionszeit exponiert waren. Beim Gebrauch des Apparates zur Messung der spezifischen Leitfähigkeit der Atmosphäre werden Aspirationsdauern von 3—5 Minuten angewandt. Auch bei dieser Aspirationsdauer ist die Wirkung des Niederschlags in der eben beschriebenen Art und Weise beobachtbar.

Die Bestimmung der Größenordnung der Wirkung des Niederschlags geschah in folgender Weise: Das Elektrometer wurde positiv geladen und der Spannungsrückgang bei ruhendem Aspirator festgestellt. Fig. 1a zeigt den Verlauf dieser Beobachtung. Als Abszisse ist eingetragen die Zeit in Minuten von Beginn des Versuchs, als Ordinate die Zerstreuung in der Zeiteinheit in relativem Maß. Fig. 1a zeigt für die Beobachtung bei ruhendem Aspirator ein geringes Schwanken um eine Horizontale. Nun wurde der Aspirator in Tätigkeit versetzt und 5 Minuten lang laufen gelassen. Spannungsrückgang springt, wie Fig. 1b zeigt, auf den ca. 20fachen Wert und schwankt da um einen Mittelwert. Der Aspirator wurde wieder ausgeschaltet, der Spannungsrückgang fällt momentan zu demselben Wert, den er vor dem Laufen des Aspirators hatte. (Fig. 1c.) Hier ist besonders darauf zu achten, daß der Spannungsrückgang nach dem eigentlichen Versuch in derselben Höhe einsetzt, wie vor dem Laufen des Aspirators, und daß er wieder um eine Horizontale schwankt, die in gleicher Höhe verläuft wie die erste Horizontale.

Nun wurde das Elektrometer negativ geladen und entsprechende Beobachtungen angestellt. Zunächst blieb der Aspirator in Ruhe, der Spannungsrückgang schwankt um eine Horizontale. (Fig. 1d). Aspirator in Tätigkeit: der Spannungsrückgang springt wie vorher zu großen Werten, deren Mittel wesentlich höher liegt als der entsprechende Mittelwert im vorigen Versuch. (Fig. 1e.) Aspirator abgestellt: der Spannungsrückgang fällt momentan, aber, und das ist das Wichtigste, nicht zu dem vor dem Laufen des Aspirators vorhandenen Wert, sondern zu einem wesentlich höheren. (Fig. 1f.) Auch bleibt, wie die Figur zeigt, nun nicht wie vorher der Spannungsrückgang auf dieser Höhe, schwankt also nicht um eine Horizontale; es läßt sich vielmehr ein rascher Abfall des Spannungsrückgangs konstatieren. Die Spannungsabnahme sinkt bis unter den vor dem Laufen des Aspirators vorhandenen Wert, um dann wieder über diesen Mittelwert zu steigen und sich nun allmählich einer Horizontalen zu nähern. Die Deutung dieser Kurve ist ohne weiteres klar: Wir beobachten hier die Abklingung des radioaktiven Niederschlags auf dem negativ geladenen Zerstreuungskörper.

Die Resultate einer Reihe in der angegebenen Weise an dem Apparat durchgeführter Versuche finden sich in folgender Tabelle zusammengestellt:

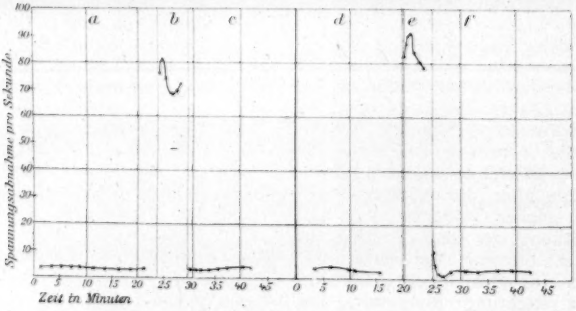


Fig. 1.

I.	II.	III.	IV.	V.	VI.	VII.	VIII.	IX.	X.	XI.
Nummer des Versuchs	Aspirationsdauer in Min.	Spannungsrückgang bei positiver Ladung und ruhendem Aspirator	laufendem Aspirator	Spannungsrückgang bei negativer Ladung und ruhendem Aspirator	laufendem Aspirator	Anfänglich. Spannungsrückg. n. Abstell. d. Asp.	Spannungsrückgang durch radioaktiv. Niederschl. VII.—V.	positive Ionen VI.—VII.	negative Ionen IV.—III.	Verhältn. d. Wirkgn. d. pos. u. neg. Ion. IX : X
1	5	1,2	71,6	2,4	78,0	7,1	4,7	70,8	70,4	1,007 : 1
2	5	2,8	73,6	3,6	86,1	15,0	11,4	71,1	70,8	1,004 : 1
3	5	2,8	69,8	2,8	78,6	11,8	9,0	66,8	67,0	0,997 : 1
4	15	$2,8_6$	$51,2_8$	3,7	66,7	18,0	14,3	48,7	48,4	1,006 : 1
5	30	$5,7_5$	106,5	6,5	121,1	18,5	12,0	102,6	100,8	1,018 : 1
6	60	3,8	94,1	4,3	101,4	12,0	7,7	89,4	91,3	0,979 : 1

Die einzelnen Rubriken sind in ihrem Zusammenhang mit Fig. 1 ohne weiteres verständlich. Die Tabelle zeigt nun folgendes: Bringt man von der Gesamtwirkung bei negativer Ladung des Elektrometers und laufendem Aspirator (Spalte VI) die Wirkung des radioaktiven Niederschlags und den Spannungsrückgang bei ruhendem Aspirator (Spalte VII = Spalte VIII + Spalte V) in Abrechnung, so kommt man zu demselben Zahlenwert, als wenn man von der Gesamtwirkung bei positiv geladenem Elektrometer und laufendem Aspirator (Spalte IV) den Spannungsrückgang bei ruhendem Aspirator (Spalte III) abzieht. Die so erhaltenen Werte, die also ein Maß geben für die Wirkung der bei der Aspiration dem Luftstrom entzogenen positiven bezw. negativen Ionen allein, also für die Anteile der positiven bezw. negativen Ionen an der spezifischen Leitfähigkeit der Atmosphäre, sind in Spalte IX und X eingetragen. Die Übereinstimmung ist klar. Spalte XI gibt noch das Verhältnis der Wirkungen der positiven und negativen Ionen.

Als Resultat dieser Untersuchungen ergibt sich also:

1. Die beim Gerdienschen Apparat sich zeigenden Unterschiede in der Spannungsabnahme bei positiver und negativer Ladung des Elektrometers werden verursacht durch einen auf dem negativ geladenen Zerstreuungskörper sich absetzenden Niederschlag von radioaktiven Substanzen.

2. Die Einwirkungen der positiven und negativen Ionen auf ein geladenes Elektrometer sind gleich. Dies gibt für den Gerdienschen Apparat: Die Anteile der positiven und negativen Ionen an der spezifischen Leitfähigkeit der Atmosphäre sind gleich.

3. Der Gerdiensche Apparat liefert wohl λ_n, den Anteil der negativen Ionen an der spezifischen Leitfähigkeit, aber nicht direkt den Anteil der positiven Ionen. Der vom Apparat gelieferte Wert von λ_p ist aufzufassen als:

$$\lambda_p = \lambda'_p + \lambda_r,$$

wo λ'_p den tatsächlichen Anteil der positiven Ionen an der spezifischen Leitfähigkeit, λ_r den Anteil an der gemessenen Leitfähigkeit bedeutet, der verursacht wird durch eine abnorme Anreicherung von radioaktiven Substanzen auf dem negativ geladenen Zerstreuungskörper.

Es ist also:

$$\lambda = \lambda_n + \lambda_p = \lambda_n + \lambda'_p + \lambda_r$$
$$\lambda_n = \lambda'_p,$$

also:

$$1.\quad \lambda' = \lambda_n + \lambda'_p = 2\lambda_n,$$

wo λ' die tatsächliche spezifische Leitfähigkeit der Atmosphäre bedeutet.

Nun ist

$$\lambda_n = \varepsilon \cdot v_n \cdot n_n$$
$$\lambda'_p = \varepsilon \cdot v_p \cdot n_p,$$

also:

$$2.\quad v_n \cdot n_n = v_p \cdot n_p,$$

d. h.

4. Für die beim Gerdienschen Apparat zur Wirkung kommenden positiven und negativen Ionen ist das Produkt aus spezifischer Geschwindigkeit und spezifischer Ionenzahl gleich.

Auf Folgerungen, die sich nun ohne weiteres ergeben, auf die genaueren Versuchsresultate, sowie namentlich auf interessante Deutungen, die das Beobachtungsmaterial anderer Forscher unter dem gegebenen Gesichtspunkt liefert, kann hier der Kürze der Zeit halber nicht eingegangen werden. Es soll darüber in der demnächst erscheinenden Dissertation ausführlich berichtet werden.

Noch einige Worte über den Elster und Geitelschen Zerstreuungsapparat: Auch bei diesem Apparat wurde der Zerstreuungskörper mit einer Hülle umgeben, diesmal aus Nickelpapier, die dann in dem Zerstreuungsraum eines 2. Blattelektrometers untersucht wurde. Bei positiv geladenem Zerstreuungskörper des Elster und Geitel-Apparates zeigte sich kein merkbarer Niederschlag von radioaktiven Substanzen auf der Hülle, bei negativ geladenem Zerstreuungskörper ließ sich die Wirkung des Niederschlags mehrere Stunden hindurch verfolgen, wenn der Elster und Geitel-Apparat die für einen Versuch vorgesehene Zeit von etwa 15 Min. gestanden hatte. Fig. 2 zeigt die Abklingung eines solchen Niederschlags auf einer Hülle, die 15 Minuten lang den negativ geladenen Zerstreuungskörper bei abgenommenem Schutzzylinder bedeckt hatte. Wir beobachten zunächst einen Steilabfall, dann nach

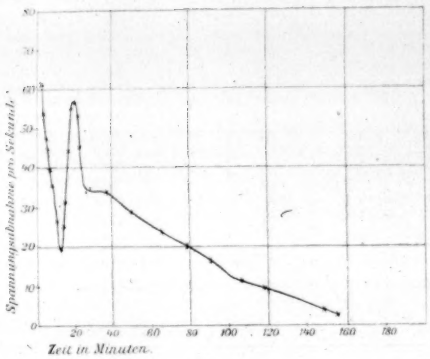


Fig. 2.

einem kurzen Übergang über eine Horizontale eine langsamere Abklingung. Auf den von der Figur gezeigten nochmaligen Anstieg der Ionisierung kann hier nicht eingegangen werden, da die Untersuchungen darüber noch nicht abgeschlossen sind.

Ein genaues quantitatives Resultat wird man bei dem Elster und Geitel-Apparat wegen der wenig definierten Verhältnisse, unter denen er arbeitet, kaum geben können, schon deshalb nicht, weil der Apparat zu quantitativen Messungen überhaupt nicht brauchbar ist. Genauere Versuchsresultate sollen in der Dissertation gebracht werden.

Inwieweit sich die bei anderen Apparaten dieser Art beständig zeigenden Unterschiede bei positiv und negativ geladenem Blattelektrometer durch die Wirkung der radioaktiven Substanzen erklären lassen, müssen weitere Experimentaluntersuchungen lehren. Die Apparate arbeiten nach denselben Grundprinzipien wie die beiden hier besprochenen, also müssen wohl beispielsweise für die Zahl der positiven Ionen zu große, für deren Geschwindigkeit zu kleine Werte vorgetäuscht werden. Auf keinen Fall wird es bei allen derartigen Apparaten angängig sein, mit ein und demselben Zerstreuungskörper rasch hintereinander eine Reihe von Versuchen mit abwechselnd positiver und negativer Ladung durchzuführen, wenn nicht der bei negativ geladenem Zerstreuungskörper sich absetzende Niederschlag von radioaktiven Substanzen jedesmal entfernt wird. Das Praktischste wird sein, mit mehreren auswechselbaren Zerstreuungskörpern zu arbeiten.

(Eingegangen 24. September 1906.)

Diskussion.

Ebert (München): Die Untersuchungen des Herrn Kurz haben mich außerordentlich interessiert, und ich bin sehr froh, daß diese Sache einmal eingehend studiert worden ist und, wie in Aussicht gestellt wurde, noch eingehender studiert werden wird. Aber ich möchte hervorheben, daß schon Elster und Geitel auf die Möglichkeit, daß ein derartiger Effekt Irrtümer hervorrufen könnte, hingewiesen haben; als wir in der luftelektrischen Kommission in München eine Gebrauchsanweisung für die Apparate auszuarbeiten hatten, haben wir nicht versäumt, auf diese mögliche Fehlerquelle hinzudeuten. Sie ist uns auch öfters entgegengetreten. Es ist das augenscheinlich eben dadurch veranlaßt, daß die mit Emanation erfüllte Luft, die dann den bekannten Zerfallsprozessen anheimfällt, auf den negativ geladenen Flächen radioaktive Körper niederschlägt und zwar wird es sich wohl um Radium *D* handeln. Diesem Einfluß kann man nicht entgehen, und muß ihn genau für jeden Apparat studieren und in Abzug bringen. Ich suchte den Einfluß dadurch herabzudrücken, daß ich die Oberfläche möglichst klein wählte. Der von dem Vortragenden benutzte Gerdiensche Apparat hat größere Flächen, der Einfluß kann bei ihm beträchtlicher sein, namentlich da hier mit ungesättigtem Ionenstrome gearbeitet wird.

Dieser Einfluß einer induzierten Aktivität ist besonders groß, wenn man direkt Bodenluft verwendet. Ich habe kürzlich eine große Glocke in die Erde eingegraben, da hat sich dieser Einfluß geltend gemacht, obwohl ich mit sehr geringen Spannungen gearbeitet habe.

Stefan Meyer (Wien): Bezüglich der letzten Kurve, über die Herr Kurz noch keine Erklärung geben wollte, will ich darauf verweisen, daß in der Zeit von 10 bis 20 Minuten beim Abklingen induzierter Körper zuweilen ein Hin- und Herschwanken in der Radioaktivität auftritt, das weit über die Beobachtungsfehler hinausgeht. Es hat sich gezeigt, daß *RaC* ein spröder Körper ist, der sich von den Flächen abklopfen läßt, während *RaB* daran haftet. Man erhält ein Wiederansteigen der Aktivität, wenn man den Körper erschüttert hat und wieder einsetzt, da das *RaC* dann wieder aus *RaB* nachgeliefert wird. Auch durch Anschlagen mit einer Magnetnadel der Ladevorrichtung in einem Glockenapparat allein ruft man Erschütterungen hervor, die genügen, um ein wenig *RaC* abzustoßen, und dann tritt das Ansteigen der Aktivität wieder auf. Darauf wollte ich nur aufmerksam machen.

Ebert: Noch eine Bemerkung möchte ich mir erlauben, die allerdings nicht in direktem Zusammenhange mit dem Vortrage selbst steht, sondern sich auf den Gerdienschen Apparat bezieht. Mit ihm werden viele Messungen, wie ich weiß, jetzt gemacht. Ich möchte gerade deshalb einige Bedenken ihm gegenüber nicht

unterdrücken. Wenn Sie verfolgen, wie aus den Dimensionen des Apparates die Leitfähigkeit berechnet wird, so bemerken Sie, daß für die Kapazität die Zylinderformel zugrunde gelegt ist. Nun gilt diese ja aber streng nur für unendlich lange Zylinder. Hier ist aber das Verhältnis der Breite zur Länge sehr groß.

Ferner wird um das Vibrieren der Blättchen zu verhindern, eine kleine Platte dort hereingebracht, wo der Träger des Innenzylinders in das Elektroskop hineingeht. Das Vibrieren der Blättchen wird dadurch freilich hintangehalten. Denken wir aber an das elektrische Feld, so bilden sich sehr viele von den elektrischen Kraftlinien gerade an dieser Verengerungsstelle aus, und es ist sehr fraglich, inwieweit die Theorie als zutreffend betrachtet werden kann, wenn derartige Felddeformationen stattfinden, während doch die Theorie die gleichmäßige Verteilung der Kraftlinien in dem Zylinderraume voraussetzt. Das ist ein Bedenken, auf das man stößt, wenn man mit dem Apparat arbeitet. Ich habe versucht, dies bei meinem neuen Apparate zu umgehen dadurch, daß ich überall weite Umhüllungen nahm, um die Kapazität zugleich herabzusetzen, und dadurch, daß ich den Aspirationsstrom umschaltbar einrichtete.

Th. Bruger (Frankfurt a. M.), Über ein registrierendes elektrisches Widerstandsthermometer, welches für graphische Aufzeichnung von Fiebertemperaturen verwendbar ist.

Ein registrierendes elektrisches Fernthermometer von solcher Empfindlichkeit, daß noch zehntel Grade angezeigt werden, scheint besonders auch als Fieberthermometer von gewisser Bedeutung zu sein, wenigstens wurde schon seit lange von ärztlicher Seite der Wunsch geäußert, einen derartigen Apparat für Aufzeichnung der Temperaturkurve eines Fieberkranken zur Verfügung zu haben. Die Lösung der hier gestellten Aufgabe war nicht ganz einfach und erst nach Jahren ist es gelungen, das vorliegende Instrument fertigzustellen, welches, wie ich hoffe, den gestellten Anforderungen genügen wird, wenngleich sich in verschiedenen Einzelheiten wie z. B. bezügl. der Form des eigentlichen Thermometers wohl noch Verbesserungen werden anbringen lassen.

Bevor ich zur Beschreibung des Apparates selbst übergehe, möchte ich mir erlauben, wenigstens ganz kurz auf die für die Konstruktion elektrischer Temperaturmesser maßgebenden Gesichtspunkte hinzuweisen:

Zu den Hauptvorteilen, welche die Anwendung elektrischer Prinzipien für Temperaturmeßapparate mit sich bringt, gehört neben der auf diese Weise erreichbaren Erweiterung des ganzen der Messung zugänglichen Temperaturbereiches nach oben und nach unten die Möglichkeit, Fernmessungen und Fernregistrierungen vornehmen zu können, und zwar gilt das für die beiden in Betracht kommenden elektrischen Methoden, die thermoelektrische und die des elektrischen Widerstandsthermometers. In anderer Hinsicht und besonders auch bezüglich ihres Verwendungsgebietes unterscheiden sich dagegen diese beiden Methoden, und man kann sagen, daß sich das Widerstandsthermometer, infolge seiner Eigenschaft, direkt die gesuchte Temperatur zu ergeben, und da es gegen geringe Struktur- oder sonstige Änderungen seiner Materialkonstanten empfindlich ist, besonders für mittlere und niedrige Temperaturen eignet, während das Thermoelement, welches Temperaturdifferenzen anzeigt, zur Messung dieser, und da bei geeigneter Wahl der Materialien die Thermokraft auch bei längerem Gebrauch in hohen Temperaturen sich als unveränderlich erweist, auch zur Hochtemperaturmessung geeignet erscheint.

Für den hier in Frage kommenden Zweck, verhältnismäßig niedrige Temperaturen direkt genau anzuzeigen bezw. zu registrieren, war also das Widerstandsthermometer das allein brauchbare und es handelte sich darum, sowohl das eigentliche temperaturempfindliche Thermometer wie auch den Anzeigeapparat den besonderen Anforderungen des vorliegenden Falles entsprechend einzurichten. Das auf Temperaturänderungen durch Änderung seines elektrischen Widerstandes reagierende Thermometer besteht im Prinzip aus einem draht- oder bandförmigen Leiter von ausreichend großem Temperaturkoeffizienten und von einschließlich seiner Schutzhülle relativ geringer Masse. Überlegung und Erfahrung lehrten, daß es nicht sowohl darauf ankommt, für das Thermometer ein Widerstandsmaterial zu wählen, welches die größtmögliche Widerstandsänderung bei einer gegebenen Temperaturänderung aufweist — übrigens betragen die größten Unterschiede für die hier in Betracht kommenden Leiter in dieser Hinsicht überhaupt nur ca. 25 % —, sondern in erster Linie darauf, daß der Temperaturkoeffizient eine wirklich konstante Größe bleibt, sich also nicht im Lauf der Zeit bei Benutzung des Thermometers in verschiedenen Temperaturen ändert, und daß das gewählte Material immer mit gleichem Temperaturkoeffizienten nachgeliefert werden kann, also in seinen hier in Frage kommenden Eigenschaften reproduzierbar ist. Diesen Forderungen genügt das ganz reine Platin (wie es z. B. auch für die thermoelektrische Temperaturmessung Verwendung findet) und es hat sich speziell gezeigt, daß nur dieses immer wieder mit gleichem Temperaturkoeffizienten hergestellt werden kann. Die äußere Form des

Widerstandsthermometers richtet sich nach dem speziellen Zweck, dem dasselbe dienen soll; bei einer seit vielen Jahren bewährten Konstruktion für technische Meßzwecke ist das Platin in Form eines sehr dünnen Bandes auf eine Glimmerplatte gewickelt, durch 2 Glimmerdeckplatten geschützt und eventuell noch in eine schmale scheidenförmige Kupferhülse eingeschlossen, so daß dies Widerstandsthermometer dann auch für Flüssigkeitsmessungen dienen kann. Im vorliegenden Falle wurde versucht, dem Instrument kleine Abmessungen zu geben, damit der Patient durch dasselbe möglichst wenig belästigt wird. Das dünne Platinband hat bei der einen Ausführungsform in einer schwach konischen Silberhülse Platz gefunden und ist mit seinen Enden an ein sehr biegsames Doppelkabel angeschlossen. Bei der zweiten Ausführungsform ist der Platinwiderstand auf eine Kupferplatte gewickelt und ebenfalls von einer dünnen Silberhülse umgeben, während Anschlußkabel wie bei dem vorigen Modell zur Verbindung mit dem Anzeige- oder Registrierapparat dienen. Das letztere Modell soll besonders bei Messungen in der Achselhöhle Verwendung finden.

Zu dem eigentlichen Widerstandsthermometer gehört nun ein Anzeige- oder Registrierapparat, an welchen zumal im vorliegenden Falle bezüglich seiner Empfindlichkeit und Genauigkeit ziemlich hohe Anforderungen gestellt werden:

Der betreffende Apparat muß natürlich ein Widerstandsmesser sein, aber so eingerichtet werden, daß er den gesuchten Widerstand oder in unserem Falle die vom Widerstand abhängige Temperatur direkt durch Zeigerausschlag anzeigt, ohne dabei des Vorteils der für Widerstandsmessung üblichen Nullmethoden, nämlich der Unabhängigkeit seiner Angaben von der Meßspannung zu entbehren. Ausschlagsmethoden, die auf Strommessungen herauskommen und also je nach der Meßspannung verschiedene Werte ergeben, sind hier natürlich ebensowenig brauchbar, wie eine reine Nullmethode, welche für die Messung eine Manipulation, bestehend in der Veränderung eines Widerstandes, erfordert. Es bleibt, wie mir scheint, hier als brauchbares Prinzip nur dasjenige, nach welchem ein Widerstand durch das Verhältnis einer Spannung und eines Stromes bezw. zweier Ströme gemessen wird, und dieses Prinzip habe ich zur Konstruktion eines Drehspulinstruments benutzt, dessen Wirkungsweise nun kurz erläutert werden soll:

Ein festes ringförmiges Magnetfeld wird erzeugt durch einen Permanentmagneten von Hufeisenform mit zylindrisch ausgebohrten Polschuhen und zentral in der Bohrung angeordnetem Eisenkern von ovalem Querschnitt. In diesem Felde ist leicht drehbar angeordnet ein System von zwei fest miteinander und mit der Drehachse verbundenen Spulen, die einen Winkel miteinander bilden und außer den elektromagnetischen keinen Richtkräften weiter unterliegen. Beide Spulen sind an dieselbe Meßbatterie angeschlossen und der einen dabei ein bekannter unveränderlicher Widerstand (w), der anderen der veränderliche zu messende (x), also hier das Widerstandsthermometer vorgeschaltet. Das Schema, welches sich so ergibt und welches Fig. 1 darstellt, entspricht also dem des Differentialgalvanometers. In der Wirkungsweise ist jedoch ein wesentlicher Unterschied vorhanden, begründet in der Lage der Drehspulen zueinander und zu dem festen Felde und in dem Umstande, daß das Spulensystem, solange kein Strom hindurch fließt, keinen Richtkräften unterliegt, also in jeder Lage stehen bleibt. Wird jedoch der Meßstrom geschlossen, und der Wicklungssinn bezw. die Schaltung der beiden Drehspulen so gewählt, daß sie sich nach entgegengesetzten Richtungen zu drehen streben, so kann man für das Gesamtdrehmoment schreiben:

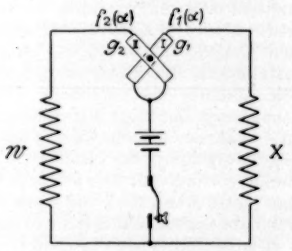


Fig. 1.

$$D = H_1 \cdot i_1 \cdot n_1 - H_2 \cdot i_2 \cdot n_2,$$

wo H_1 und H_2 die für beide Spulen in Betracht kommenden Komponenten des festen Feldes, i_1 und i_2 die in beiden zirkulierenden Ströme und n_1 und n_2 die Windungszahlen beider Spulen bedeuten. Berücksichtigt man, daß $i_1 = \frac{e}{x + G_1}$ und $i_2 = \frac{e}{w + G_2}$ ist, wo G_1 und G_2 die Widerstände der beiden Spulen bedeuten, und daß H_1 sowie H_2 sich mit der Lage der Spulen ändern, also als Funktionen eines Winkels α angesehen werden können, um welchen das System gegen eine feste Anfangslage verdreht ist, so kann man auch schreiben:

$$D = \frac{e \cdot n_1}{x + G_1} \cdot f_1(\alpha) - \frac{e \cdot n_2}{w + G_2} \cdot f_2(\alpha).$$

Sobald dies Drehmoment Null wird, bleibt das System und der mit demselben verbundene

Zeiger stehen, so daß man als Bedingung für diesen Fall erhält:

$$\frac{f_1(\alpha)}{f_2(\alpha)} = F(\alpha) = \frac{n_2}{w + G_2} \cdot \frac{x + G_1}{n_1}$$

oder auch:

$$x + G_1 = F(\alpha) \cdot \frac{n_1}{n_2 (w + G_2)},$$

$$\text{d. h. } X = K \cdot F(\alpha) - G_1,$$

wo K und G_1 Konstanten sind. Die Einstellung des Instrumentzeigers bezw. der Winkel α hängt also außer von den mit der Konstruktion des Instrumentes gegebenen Konstanten lediglich von X, nicht aber von der Spannung der Meßbatterie ab, und man kann dasselbe mit einer Skala versehen, auf welcher direkt der gesuchte Widerstand oder die von demselben abhängige Temperatur abgelesen wird. Der Verlauf dieser Skala ist wesentlich durch den der Funktionen $f_1(\alpha)$ und $f_2(\alpha)$, d. h. durch die Kraftlinienverteilung im festen Magnetfelde bedingt und es wird einem Felde, dessen wirksame Komponenten sich mit Drehung des Spulensystems sehr rasch ändern, ein großer Meßbereich, einem solchen dagegen, das sich sehr langsam ändert, ein kleiner Meßbereich entsprechen. Da in dem hier in Betracht kommenden Falle der Thermometerwiderstand nur relativ wenig mit der Temperatur variiert (bei Verwendung von Platin um etwa 0,39 % pro Grad C), so ist das permanente Magnetfeld so einzurichten, daß seine für das Drehmoment in Betracht kommenden Komponenten ebenfalls nur wenig mit α variieren, und damit ist der Natur der Sache nach auch eine Verringerung der Richtkraft des Systems verbunden, die durch Verstärkung des Meßstromes nur bis zu einem gewissen Grade wieder ausgeglichen werden kann, weil ein zu starker Strom den Thermometerwiderstand erwärmen und dadurch Fehler in das Meßresultat bringen würde; man ist also hier darauf angewiesen, durch Erhöhung der Windungszahl auf den Spulen, die Richtkraft zu vergrößern. In diesen Verhältnissen liegt die Hauptschwierigkeit, welche die Messung sehr kleiner Temperaturänderungen bietet, und sie wird noch erhöht dadurch, daß die Erzeugung eines sehr wenig, aber dabei ganz regelmäßig veränderlichen Feldes eine außerordentlich exakte mechanische Herstellung des ganzen Magnetsystems bedingt. Man kann indessen auch zum Ziel gelangen, wenn man das Magnetfeld stärker veränderlich, wie der Meßbereich erfordert, herstellt und eine Hilfsspule mitwirken läßt, welche mit x in Serie geschaltet im Felde die gleiche Lage einnimmt, wie die mit w verbundene Wicklung, aber der letzteren entgegenwirkt. Fig. 2 stellt diese Schaltung dar, deren Wirkungsweise sich leicht erklärt durch die Bemerkung, daß mit steigendem x der Strom sowohl in G_1 wie in G_1' abnimmt, also gleichzeitig das Spule I entsprechende Drehmoment kleiner wird und das der Doppelspule II entsprechende Gesamtdrehmoment

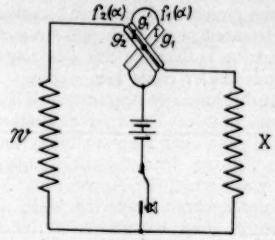


Fig. 2.

größer. Das Verhältnis beider Drehmomente und auch $F(\alpha)$ ändert sich also bei gleicher Änderung von X stärker wie ohne Hilfspule. Wie mir nachträglich bekannt geworden ist, hat zuerst Professor Ulbricht ein ähnliches Prinzip zur Konstruktion eines Proportionalgalvanometers benutzt. — Unter Berücksichtigung aller vorstehend angeführten Hilfsmittel läßt sich nun aber doch ein Instrument herstellen, welches auch bezüglich der Sicherheit der Einstellung allen Anforderungen genügt.

Die äußere Form eines Anzeigeapparates zeigt Fig. 3, die innere Einrichtung entspricht genau den obigen Ausführungen: Das permanente Magnetsystem ist so eingebaut, daß die Kraftlinien desselben horizontal verlaufen und das System der gekreuzten Drehspulen ist, damit die Lagerreibung möglichst gering wird, um eine vertikale an den Enden mit Edelsteinlagern versehenen Achse zwischen 2 festen Spitzen drehbar angeordnet. Wenn der Apparat wie das hier dargestellte Modell als Wandinstrument dienen soll, wird der sich in der

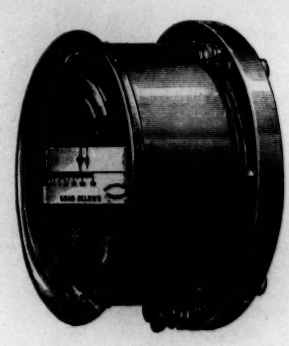


Fig. 3.

Horizontalebene drehende Zeiger vertikal abgekröpft und spielt vor einer bogenförmigen Skala. Die Wicklungs- und Widerstandsverhältnisse sowie die Form des festen Feldes sind so gewählt, daß die auf der Skala befindliche Teilung in Temperaturgrade im großen und ganzen gleichförmig verläuft. Außer diesem Wandinstrument wird auch ein transportables Instrument im Holzkasten mit horizontaler von oben abzulesender Skala hergestellt.

Bei Ausbildung des Apparates als Registrierinstrument mußte, damit der aufgezeichnete Kurvenzug genau den Temperaturverlauf wiedergibt, das Prinzip der intermittierenden punktweisen Registrierung zur Anwendung kommen, weil die verfügbaren Kräfte zu klein sind, um die Reibung einer dauernd mit der Schreibfläche in Berührung stehenden Schreibfeder zu überwinden: Der federnde Zeiger spielt über einer Skala für direkte Ablesung und trägt unterhalb der letzteren einen senkrecht nach unten gebogenen Silberstift, der für gewöhnlich frei über dem präparierten Papier der Registriertrommel schwebt. Alle 30 Sekunden wird derselbe jedoch durch den über ihm angeordneten Metallbogen, welcher in geeigneter Weise mit dem die Registriertrommel drehenden Uhrwerk gekuppelt ist, nach unten gedrückt und hinterläßt auf dem Registrierstreifen eine punktförmige Marke. Die einzelnen Punkte liegen jedoch, da es sich hier um relativ langsam veränderliche Vorgänge handelt, so nahe beieinander, daß sie einen kontinuierlich erscheinenden Kurvenzug bilden, der ein getreues Bild des zu kontrollierenden Temperaturverlaufes gibt. Die Auswertung dieser Kurve erfolgt mittels einer durchsichtigen Glasskala, welche eine Teilung in zehntel Celsiusgrade enthält, und auf den Registrierstreifen gelegt, sofort die einem beliebig gewählten Punkt der Kurve entsprechende Temperatur abzulesen gestattet. Die Umdrehungszeit der Registriertrommel ist vorläufig auf 12 Stunden festgesetzt, nach welcher Zeit auch das Uhrwerk von neuem aufgezogen werden muß. Fig. 4 gibt ein Bild des Apparates, der, wie auch alle vorher besprochenen in den Werkstätten der Firma Hartmann & Braun, Aktiengesellschaft, hergestellt wird.

Die Handhabung und Inbetriebsetzung des ganzen Instruments ist überaus einfach: Nachdem das kleine Widerstandsthermometer an geeigneter Stelle untergebracht ist, schraubt man die Enden des Fernleitungskabels an die mit x bezeichneten Klemmen des Registrierapparates und verbindet mit dem zweiten Klemmenpaar desselben den Akkumulator unter Berücksichtigung der Polbezeichnung. Hierauf schaltet man ein, indem man den auf der linken Seite

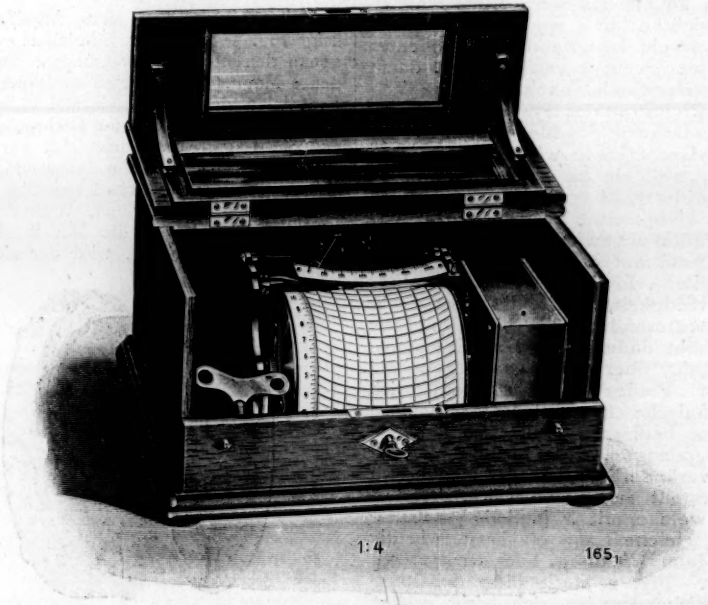


Fig. 4.

des Apparates sichtbaren Knebel so dreht, daß der eingravierte Pfeil auf „Ein" deutet, und setzt das Uhrwerk in Betrieb, indem man den an der rechten Seite desselben befindlichen Messinghebel nach hinten legt. Für den Transport ist das Spulensystem durch die hinten am Kasten befindliche Arretierschraube zu arretieren.

(Eingegangen 20. September 1906.)

Diskussion.

Ebert: Wie groß ist die Apparatempfindlichkeit für ein Grad Temperaturänderung?

Vortragender: 0,7 mm Ausschlag für $^1/_{10}{}^0$. Es ist aber noch eine Vervollkommnung möglich, da man das Thermometer größer machen kann und dadurch das Verhältnis zwischen totem unwirksamem Widerstand und Platinwiderstand günstiger erhält. Dabei kann man ungefähr bis auf 1 mm für $^1/_{10}{}^0$ kommen.

Hans Witte (Wolfenbüttel), Über den gegenwärtigen Stand der Frage nach einer mechanischen Erklärung der elektrischen Erscheinungen.

Meine Herren! Seit langer Zeit ist neben der rastlosen induktiven Erforschung neuer Tatsachen das Streben der Physiker darauf gerichtet, die verschiedenen Gebiete der physikalischen Wissenschaften, wie sie zunächst die Natur den verschiedenen menschlichen Sinnen darbietet — also Mechanik, Akustik, Optik, Elektrizität, usw. usw. — durch ein einheitliches Begriffssystem zu beschreiben. Zu diesem Unternehmen ermutigt die Ähnlichkeit der induktiv gefundenen Gleichungen, die zur Vorausberechnung der Erscheinungen dienen, sowie der experimentelle Nachweis der durchgängigen Geltung des Energieprinzipes. Daß die Versuche bereits zu einer beträchtlichen Vereinfachung geführt haben, ist allgemein bekannt. Der heutigen Physik stehen nur noch drei Naturgebiete als getrennt gegenüber: Mechanik, Thermodynamik, Elektrodynamik.

Das mittlere der drei Gebiete scheint sich den beiden übrigen restlos einordnen zu lassen. So bleibt allein übrig die Aufgabe, entweder die Elektrodynamik auf die Mechanik zurückzuführen, oder die Mechanik elektrodynamisch zu begründen, oder endlich beide aus einem dritten Urprinzip herzuleiten.

Gütigen Anregungen von Herrn Professor Planck folgend, habe ich mich mit der ersten dieser drei Unternehmungen beschäftigt, derjenigen, die bisher die meisten Ansätze zu Lösungen aufweist. Die Ergebnisse meiner Untersuchung möchte ich Ihnen, meine Herren, heute mitteilen. Ich versuche, Ihnen ein Bild zu entwerfen von dem gegenwärtigen Stand der Frage nach einer mechanischen Erklärung der elektrischen Erscheinungen.

Die Zeiten, in denen man Aufgaben wie diese durch aprioristische Spekulationen erledigen zu können glaubte, sind vorüber. Die einzige Möglichkeit, wirklich zum Ziele zu gelangen, besteht darin, daß man mechanische Theorien in eindeutiger mathematischer Formulierung aufstellt, in alle Einzelheiten verfolgt, und auf Grund der gesicherten Ergebnisse der bisherigen Erfahrung ihre Durchführbarkeit entscheidet.

Nun liegen Versuche einer mechanischen Erklärung — wenn auch nicht durchgeführte, so doch begonnene — in nicht geringer Zahl vor. Beispielsweise setzen einige Physiker die elektrische Feldstärke $\mathfrak{E}$ proportional der Geschwindigkeit $\mathfrak{v}$, die magnetische Feldstärke $\mathfrak{H}$ proportional der Drehung $^1/_2\,\mathfrak{u}$ in einem kontinuierlichen Medium — dem Weltäther — und ermitteln die Bewegungs- und Spannungszustände des Äthers, die demzufolge einigen einfachen elektromagnetischen Erscheinungen zugrunde liegen müßten. Bald ähnliche, bald ganz anders geartete begonnene mechanische Theorien bietet die physikalische Literatur in buntem Wechsel dar. Auch jetzt vergeht kaum ein Jahr, in dem nicht ein neuer Versuch einer mechanischen Erklärung in den Anfängen entwickelt würde, und ein Ende dieser Produktion ist noch nicht abzusehen. Die Zahl der Bewerberinnen ist also groß. Indessen muß es als fraglich bezeichnet werden, ob mit der wachsenden Anzahl von Erklärungsversuchen die Aussicht auf eine Lösung des Problems gleichen Schritt hält. Solange man nämlich keinen Überblick hat über die Zahl und Art der Lösungswege, welche nach dem gegenwärtigen Stande der Erfahrung — die ja auch hier „Einschränkung der Erwartung" bedeutet — überhaupt noch denkbar sind, ist nicht die geringste Gewähr dafür vorhanden, daß man nicht bei diesem gänzlich unmethodischen Vorgehen gerade den richtigen Weg dauernd verfehle und sich unnütz auf Nebenpfaden abmühe, die früher oder später ungangbar werden. In der Tat haben bereits mehrere der vorliegenden Theorien Schwierigkeiten ergeben schon bei der Anwendung auf verhältnismäßig einfache elektrische Erscheinungen. Gerade solche Schwierigkeiten sind, wo überhaupt eine Beziehung einer neuen zu früheren Theorien vorhanden ist, meist die Veranlassung zum Aufstellen der neuen Theorie gewesen. Indessen fehlt ein alle Möglichkeiten umfassender und vergleichender Überblick noch in jedem Falle, und so muß man es zum mindesten als

durchaus unwahrscheinlich bezeichnen, daß dieses planlose Umhertasten, bei dem der Zufall der Führer ist, in absehbarer Zeit zum Ziele leiten werde.

So gelangt man dazu, sich die Frage vorzulegen, ob es nicht möglich ist, eine systematische Behandlungsweise zu finden, die zur Lösung des Problems zu führen oder aber — denn dieses Endergebnis ist auch durchaus nicht undenkbar — seine gänzliche Unlösbarkeit darzutun vermag.

Zur Induktion müßte dann ein an der richtigen Stelle einsetzendes deduktives Verfahren hinzutreten. Man würde zunächst von gewissen, auf der elektrischen wie auf der mechanischen Seite feststehenden Grundtatsachen auszugehen — ihre Formulierung ist der induktive Teil — und dann zweitens den Versuch zu machen haben, daraus ein allgemein gültiges erschöpfendes Schema aller nur irgendwie denkbaren mechanischen Theorien der elektrischen Erscheinungen zu deduzieren. Ist dies gelungen, so würde die weitere Untersuchung wieder in zwei Teile zerfallen:

1.) Einordnung der gesamten vorliegenden Ansätze von Theorien in dieses Schema, Ausbau aller dieser Ansätze möglichst für alle bekannten elektrischen Erscheinungen, und Entscheidung über die Durchführbarkeit jeder einzelnen auf diese Weise vervollständigten Theorie;

2.) Aufstellung aller einzelnen auf Grund des Schemas denkbaren Theorien, wiederum Ausbau möglichst für alle bekannten elektrischen Erscheinungen, und Entscheidung über die Durchführbarkeit jeder einzelnen von dem Schema gelieferten denkbaren Theorie.

Das Endergebnis muß, wenn alles dies geleistet ist, folgendes sein: Entweder man findet eine (oder mehrere) auf Grund des gegenwärtigen Standes der Physik durchführbare Theorien, oder keine der vorliegenden und auch keine der auf Grund unseres deduzierten Schemas von vornherein denkbaren Theorien erweist sich als durchführbar.

Die beiderseitigen Grundlagen für die Brücke zwischen den elektrischen Erscheinungen und der Mechanik werden durch die Ergebnisse der Forschung geliefert.

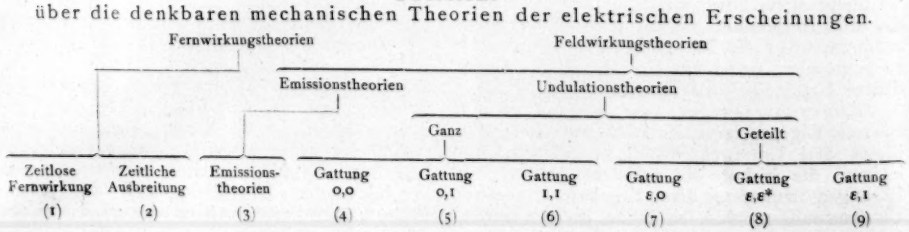
Auf der elektrischen Seite ist die Grundforderung an jede mechanische Theorie der elektrischen Erscheinungen die Übereinstimmung mit der elektromagnetischen Theorie von Maxwell in der Fassung, die ihr Herr H. A. Lorentz gegeben hat, soweit diese Theorie durch die Erfahrung bestätigt worden ist (die Frage nach den Drucken im reinen Äther muß deshalb vorläufig ausgeschieden werden).

Als Grundgesetz der Mechanik sieht man das Hamiltonsche Prinzip an. Doch kann man auch die gewöhnliche Bewegungsgleichung an dessen Stelle setzen. In beiden Fällen wird man es für nötig halten, die Bedingung für die Erhaltung des Stoffes hinzuzufügen (Kontinuitätsgleichung bei kontinuierlichen Medien). Sodann aber muß noch eine wichtige dritte Forderung auf der mechanischen Seite aufgestellt werden. Aus der Bewegungsgleichung oder aus dem Hamiltonschen Prinzip läßt sich die Energiegleichung ableiten. Diese Energiegleichung muß sich nun — so lautet die dritte Forderung — auf eine derartige Form bringen lassen, daß alle ihre Glieder einen mechanischen Sinn haben (z. B. Kompressionsenergie, Energieströmung, usw.). Nur in diesem Falle ist man berechtigt, von einer mechanischen Erklärung zu sprechen, in allen anderen Fällen liegt nur eine vielleicht auf einzelne Erscheinungen anwendbare, im allgemeinen aber nicht verständliche Analogie vor.

Was nun die angekündigte erschöpfende Einteilung anbelangt, so würde es zu weit führen, alle Einzelheiten dieses deduktiven Verfahrens durchzugehen. Es genüge die Feststellung, daß in der Tat eine erschöpfende Einteilung möglich ist. Durch das folgende Schema wird sie veranschaulicht:

Die Worte „Ganz" und „Geteilt" bezeichnen:
„Ganz": Jede der beiden elektromagnetischen Energien W_e und W_m ist entweder ganz oder gar nicht kinetisch,
„Geteilt": Mindestens eine der beiden elektromagnetischen Energien fällt in einen kineti-

Übersicht
über die denkbaren mechanischen Theorien der elektrischen Erscheinungen.



schen und einen nicht kinetischen Teil auseinander.

Die Gattungen (4) bis (9) führen diese Scheidung noch weiter. Die Zahlen 0, ε, 1, wobei $\varepsilon \neq 0$ und $\neq 1$ ist, geben an, wieviel von jeder der beiden elektromagnetischen Energien mit der kinetischen Energie der verborgenen Bewegung identifiziert wird; und die 6 Gattungen (4) bis (9) entsprechen den $3 \cdot (3+1)/2 = 6$ möglichen Kombinationen der Zahlen 0, ε, 1, wobei die Kombinationen (a, b) und (b, a) in je eine Gattung zusammengefaßt sind. In der achten Gattung ist, um Mißverständnissen vorzubeugen, für das zweite Symbol ε^* statt ε geschrieben worden.

Gleich hier sei bemerkt, daß in diesen 6 Gattungen der Undulations- oder Äthertheorien eine eingehende Durchführung der Untersuchung zurzeit nur für Theorien mit kontinuierlichem Äther möglich ist. Bei Theorien mit diskontinuierlichem oder „atomistischem" Äther, d. h. solchen, bei denen der freie Äther in einem von aller ponderablen Materie entblößten Raume wieder in diskrete Teilchen zerlegt wird, und zwar derart, daß diese in ihrer Gesamtheit nicht das Verhalten eines Kontinuums ergeben — bei solchen Theorien scheint die endgültige Entscheidung noch in weiter Ferne zu liegen.

Eine vollständige Diskussion der vorliegenden und der denkbaren Theorien an der Hand unseres Schemas ist an dieser Stelle bei der Kürze der Zeit unmöglich. Bei 8 von den 9 Gattungen sehe ich daher von einer Besprechung der Methoden ganz ab, ich darf mich vielleicht beziehen auf die Ausführungen in meiner Schrift „Über den gegenwärtigen Stand der Frage nach einer mechanischen Erklärung der elektrischen Erscheinungen", Berlin, Verlag von Ebering, 1906.

Nur bei einer Gattung, der mit (0,1) bezeichneten, gebe ich einige Andeutungen, weil sich dabei die Gelegenheit bietet, einige neue Bemerkungen über ein Problem aus der Kinematik einzufügen, die ich in dem genannten Buche nicht soweit ausführen konnte.

Bei einer der vorliegenden Theorien der Gattung (0,1) sind die elektrischen und die mechanischen Gleichungen, die einander entsprechen sollen, im freien Äther

$$\frac{1}{c}\frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial t} = \operatorname{curl} \mathfrak{H} \qquad k\frac{d\mathfrak{q}}{dt} = \operatorname{curl} \mathfrak{u}$$

$$-\frac{1}{c}\frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial t} = \operatorname{curl} \mathfrak{E} \qquad \frac{d\mathfrak{u}}{dt} = \frac{d}{dt}\operatorname{curl} \mathfrak{q}$$

Die elektrische Feldstärke $\mathfrak{E}$ wird proportional der Geschwindigkeit $\dot{\mathfrak{q}}$ des Äthers gesetzt, die magnetische Feldstärke $\mathfrak{H}$ proportional der Funktion $\mathfrak{u} = \operatorname{curl} \mathfrak{q}$, wo $\mathfrak{q}$ die Verschiebung ist. Die Funktion $\frac{1}{2}\mathfrak{u}$ wird als „Drehung" gedeutet. Der Punkt über einem Vektor $\mathfrak{A}$ bedeutet die totale oder substanzielle Änderungsgeschwindigkeit

$$\dot{\mathfrak{A}} = \frac{d\mathfrak{A}}{dt} = \frac{\partial \mathfrak{A}}{\partial t} + \dot{\mathfrak{q}} \cdot \operatorname{grad} \mathfrak{A}$$

$\partial \mathfrak{A}/\partial t$ ist die partielle oder lokale Änderungsgeschwindigkeit von $\mathfrak{A}$.

Die Identifikation von $\mathfrak{E}$ mit $\dot{\mathfrak{q}}$ und von $\mathfrak{H}$ mit $\mathfrak{u}$ gewinnt man nun durch zwei Vernachlässigungen, bei dem oberen Gleichungspaare durch die Differential-, bei dem unteren durch die Integralvernachlässigung. Beide Vernachlässigungen erweisen sich beim weiteren Ausbau der vorgelegten Theorie als unhaltbar. Die erste Schwierigkeit läßt sich heben; die hinzuzufügenden Glieder erweisen sich sogar als notwendige Zusätze, sie ergeben die (bisher außer Acht gelassenen) ponderomotorischen Kräfte auf die Materie bezw. die Elektronen. Die zweite Schwierigkeit erfordert eine Betrachtung über Drehungen in einem Kontinuum.

Der Anschaulichkeit halber erörtere ich die Fragen sogleich an der Hand eines einfachen Beispieles.

Gegeben sei eine stationäre zweidimensionale konzentrische Kreisbewegung in einem kontinuierlichen Medium; die Ebene der Bewegung sei die xy-Ebene eines rechtsdrehenden Koordinatensystems, die Drehung werde positiv gerechnet im Sinne einer positiven Umkreisung der (nach dem Beschauer weisenden) positiven z-Achse. Gestützt auf eine Bemerkung von Helmholtz (in seiner klassischen Abhandlung „Über Integrale der hydrodynamischen Gleichungen, welche den Wirbelbewegungen entsprechen", 1858) pflegt man bei jeder beliebigen Bewegung eines Kontinuums die folgenden Sätze für richtig zu halten:

1. Die Drehung σ ist in allen Fällen das Zeitintegral über die Winkelgeschwindigkeiten $\frac{1}{2}\operatorname{curl} \dot{\mathfrak{q}}$, die das betrachtete Teilchen erfahren hat. Die Größe der Winkelgeschwindigkeit $\frac{1}{2}\operatorname{curl} \dot{\mathfrak{q}}$ liefert demnach das Kriterium für das Auftreten von Drehungen; wenn zum Beispiel die Winkelgeschwindigkeit Null ist, die Bewegung also ein Geschwindigkeitspotential hat, finden keine Drehungen der kleinsten Teilchen statt.

2. Wenn die Winkelgeschwindigkeit $\frac{1}{2}\operatorname{curl} \dot{\mathfrak{q}}$ unendlich klein wird, ist der mathematische Ausdruck für die Drehung die Größe $\frac{1}{2}\operatorname{curl} \mathfrak{q}$, wo $\mathfrak{q}$ die Verschiebung bezeichnet. Ist also die Winkelgeschwindigkeit $\frac{1}{2}\operatorname{curl} \dot{\mathfrak{q}}$ exakt Null, so nimmt auch die Größe $\frac{1}{2}\operatorname{curl} \mathfrak{q}$ exakt den Wert Null an.

Dass diese Sätze im allgemeinen nicht zutreffen, hat man wohl seither gelegentlich bemerkt, aber, soviel ich weiß, noch nicht syste-

matisch geklärt. Diese Klärung soll uns unser Beispiel bringen. Wir nennen die überall in die Richtung der Kreistangente fallende Geschwindigkeit $\dot{q}$; mit (lateinisch) $\dot{q}$ bezeichnen wir ihren algebraischen Betrag, $\dot{q}$ ist also positiv bei positiver Umkreisung der z-Achse. Dieses $\dot{q}$ läßt sich als Funktion von

$$\varrho = \sqrt{x^2 + y^2} \text{ und } \varphi = \operatorname{arctang}(y/x)$$

auffassen; wir wollen setzen

$$\dot{q} = f(\varrho, \varphi) = \varrho \cdot \Psi(\varrho, \varphi)$$

Man erhält dann

1) Winkelgeschwindigkeit

$$\left\| \frac{1}{2} \operatorname{curl} \dot{\mathfrak{q}} \right\| = \frac{1}{2}\left(\frac{\dot{q}}{\varrho} + \frac{\partial \dot{q}}{\partial \varrho}\right)$$

2) Curl der Verschiebung

$$\left\| \frac{1}{2} \operatorname{curl} \mathfrak{q} \right\| = \frac{1}{2} \sin\chi \cdot \left(1 + \frac{\Psi(\varrho, \varphi_1)}{\Psi(\varrho, \varphi_0)}\right) + \\ + \frac{1}{2} \cos\chi \cdot \int_{\varphi_0}^{\varphi_1} d\varphi \, \frac{\varrho \cdot (\partial \partial \varrho) \Psi(\varrho, \varphi)}{\Psi(\varrho, \varphi)}$$

zwischen zwei Punkten φ_1 und φ_0 auf dem Kreise ϱ, wobei $\chi = \varphi_1 - \varphi_0$ ist.

3) Die wirkliche Drehung $\| \sigma \|$ wird erhalten, indem man einen kleinen Kreis aus der Anfangslage übergehen läßt in eine Ellipse in der Endlage, und umgekehrt, als Winkel zwischen zwei einander entsprechenden Achsen der beiden Ellipsen.

Durch die Einschließung zwischen je zwei Strichen sollen die algebraischen Beträge bezeichnet werden, wie bei $\dot{q} = |\dot{\mathfrak{q}}|$. Die drei Vektoren stehen aus Symmetriegründen sämtlich auf der Ebene von $\dot{\mathfrak{q}}$ senkrecht.

Hier ist die Übersicht noch schwer, wir wollen daher die Formeln vereinfachen durch die Annahme

$$\dot{\mathfrak{q}} = f(\varrho) = \varrho \cdot \Psi(\varrho)$$

Davon wird nur (2) berührt, es geht über in

$$2') \quad \left\| \frac{1}{2} \operatorname{curl} \mathfrak{q} \right\| = \sin\chi + \frac{1}{2} \frac{\varrho \cdot \Psi'(\varrho)}{\Psi(\varrho)} \cdot \chi \cdot \cos\chi$$

Um die Natur dieser Bewegung einfach zu überblicken, empfiehlt es sich, die folgende Betrachtung anzustellen. Wir fassen alle Punkte ins Auge, die zu einer bestimmten Zeit t_0 die positive x-Achse einnehmen. Jeder dieser Punkte hat zur Zeit t_0 die Polarkoordinaten $\varphi = 0$, und ϱ; zu einer späteren Zeit t_1 dagegen $\varphi = \Psi(\varrho) \cdot (t_1 - t_0)$, und ϱ. Mithin ist

$$\varphi = \Psi(\varrho) \cdot (t_1 - t_0)$$

die Gleichung (in Polarkoordinaten φ und ϱ) der Kurve, in die die positive x-Achse zur Zeit t_1 übergegangen ist. Nimmt man den Einheitskreis ($\varrho = 1$) zu Hilfe, für den die Beziehung lautet $\varphi_1 = \Psi(1) \cdot (t_1 - t_0)$, so folgt

$$\varphi = \varphi_1 \cdot \frac{\Psi(\varrho)}{\Psi(1)}.$$

Das ist nun im allgemeinen eine ganz beliebige komplizierte Kurve, die lediglich der Bedingung unterworfen ist, daß zu jedem ϱ ein und nur ein φ gehört. Wir wollen daher noch weiter spezialisieren. Es empfiehlt sich, eine Bewegung zu betrachten, die überall im selben Sinne verläuft; am einfachsten

$$q = K \cdot \varrho^m$$

wo K und m beliebige reelle Zahlen sind. Dann geht unsere Kurvengleichung über in

$$\varphi = \varphi_1 \cdot \varrho^{m-1}$$

Die Kurven werden Spiralen, bei denen drei Fälle A, B, C zu unterscheiden sind (der Einfachheit halber deuten wir die Kurven nur außerhalb des Einheitskreises an und fassen K immer als positiv auf):

A) $m > 1$. B) $m = 1$. C) $m < 1$.

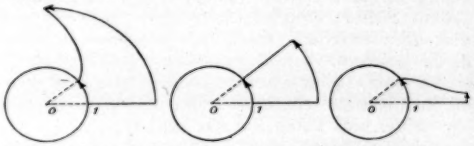


Fig. 1.

Im Falle B bleiben die Punkte immer auf dem vom Kreismittelpunkte aus gezogenen Strahle; in Fall A eilen die äußeren Punkte voraus, während sie in Fall C zurückbleiben.

Wir wollen nun die Werte zusammenschreiben, die sich für die drei oben allgemein aufgestellten Größen ergeben. Sie sind

1) Winkelgeschwindigkeit

$$\left\| \frac{1}{2} \operatorname{curl} \dot{\mathfrak{q}} \right\| = \frac{m+1}{2} \cdot K \cdot \varrho^{m-1} = \frac{m+1}{2} \cdot \frac{\chi}{\tau}$$

2) Curl der Verschiebung

$$\left\| \frac{1}{2} \operatorname{curl} \mathfrak{q} \right\| = \sin\chi + \frac{m-1}{2} \cdot \chi \cdot \cos\chi$$

3) Wirkliche Drehung

$$\| \sigma \| = \chi + \operatorname{arctang}\left(\frac{m-1}{2} \cdot \chi\right)$$

mit dem Zusatz, daß die Arcustangensfunktion im ersten Quadranten zu nehmen ist, also von Null ($\chi = 0$) bis $\pi/2$ geht ($\chi = \infty$). Die Zeit τ in der ersten Formel soll der Winkeldifferenz $\varphi_1 - \varphi_0$ entsprechen, mit der sie durch die Beziehung $\varphi_1 - \varphi_0 = \chi = \Psi(\varrho) \cdot \tau$ zusammenhängt. Jetzt kann man alles bequem übersehen. Man findet unmittelbar:

1. Das Zeitintegral Z über die Winkelgeschwindigkeit

$$\| Z \| = \tau \cdot \left\| \frac{1}{2} \operatorname{curl} \dot{\mathfrak{q}} \right\| = \frac{m+1}{2} \cdot \chi$$

hat mit der wirklichen Drehung σ im allgemeinen gar nichts zu tun. Nur ein einziger

Fall ist ausgenommen, nämlich wenn $m = +1$ ist, d. h. wenn sich die ganze Masse wie ein starrer Körper dreht (Figur 1B). Hier fällt Z mit σ zusammen; der Wert von $Z = \sigma$ ist dann natürlich gerade gleich χ. Dagegen wird zum Beispiel für $m = -1$ die Winkelgeschwindigkeit $\frac{1}{2}$ curl $\mathfrak{q}$ Null — dies ist also der Fall (und zwar der einzige), in dem ein Geschwindigkeitspotential existiert — die wirkliche Drehung dagegen

$$\| \sigma \| = \chi - \operatorname{arctang} \chi$$

steigt von 0 stetig bis $+\infty$. Dieser Sonderfall stellt also eine Bewegung dar, die nach Helmholtz wirbelfrei ist, die man aber nicht als drehungsfrei bezeichnen kann.

2. Die Funktion $\frac{1}{2}$ curl $\mathfrak{q}$ ist für alle m durchaus wesensverschieden von der wirklichen Drehung σ; zwischen beiden besteht lediglich der folgende Zusammenhang: die Funktion

$$\left\| \frac{1}{2} \operatorname{curl} \mathfrak{q} \right\| = \cos\chi \cdot \left(\operatorname{tang} \chi + \frac{m-1}{2} \chi \right)$$

wird überall da Null, wo

$$\chi = -\operatorname{arctang}\left(\frac{m-1}{2} \cdot \chi \right)$$

ist, mit dem Zusatze, daß hier alle Werte der Arcustangensfunktion gelten, mithin $\pm n\pi$ hinzutritt, wo n ganzzahlig ist; das heißt $\frac{1}{2}$ curl $\mathfrak{q}$ wird überall da Null, wo $\sigma = 0$ oder $= \pm n\pi$ ist. Nur solange die Drehung σ nahezu Null ist, sind σ und $\frac{1}{2}$ curl $\mathfrak{q}$ bis auf Größen höherer Ordnung einander gleich, und zwar für jedes m; dagegen hat das Nullwerden der Winkelgeschwindigkeit $\frac{1}{2}$ curl $\mathfrak{q}$ gar keine nähere Beziehung zwischen σ und $\frac{1}{2}$ curl $\mathfrak{q}$ zur Folge als die soeben für jedes beliebige m abgeleiteten. Bei der wirbelfreien oder Potentialbewegung hat also die Größe $\frac{1}{2}$ curl $\mathfrak{q}$, abgesehen von den Stellen, wo die Drehung σ Null oder $+n\pi$ ist, von Null abweichende endliche Werte, und ihr Verlauf ist von dem Verlaufe der wirklichen Drehung — die ebenfalls, wie gezeigt, durchaus endliche Werte annimmt — gänzlich wesensverschieden.

Es möge nicht unerwähnt bleiben, daß schon die oben für die Fälle A, B und C gezeichneten Figuren einen Schluß auf das Auftreten von Drehungen zu ziehen gestatten. Insbesondere gilt das auch für den Fall der „Wirbelfreiheit"; hier erhält man zum Beispiel für ein Stück CD der x-Axe nach drei vollen Umdrehungen des Kreises, auf dem C liegt, die folgende Figur (2):

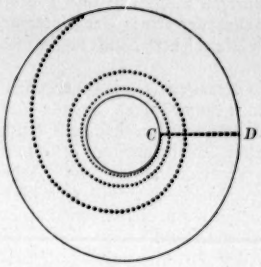


Fig. 2.

Da eine der Linie CD im Anfangszustande parallele und unendlich benachbarte Linie ihr immer entsprechend nahe bleiben muss, ergibt sich unmittelbar aus der Figur das Auftreten von Drehungen σ, die mit wachsendem χ bezw. φ zunehmen. Diese für die Drehung charakteristischen Spiralen kann man übrigens in der Natur leicht beobachten. Bei den gewöhnlichen, infolge der Reibung entstehenden Wirbeln in strömenden Gewässern weist der in die Wirbel hineingezogene, auf der Oberfläche befindliche Staub ähnliche Kurven auf; auch gibt jede Kaffeetasse Gelegenheit, sie herzustellen. So kann schon die alltägliche Erfahrung auf die Vermutung führen, daß auch bei wirbelfreien Bewegungen Drehungen der kleinsten Teilchen auftreten, was, wie wir gesehen haben, durch die Rechnung bestätigt wird.

Natürlich werden, wie ich nebenbei anmerken möchte, die Helmholtzschen Ergebnisse über Konstanz der Wirbelbewegungen durch diese Betrachtungen in keiner Weise beeinflußt. Nur dürfte es sich vielleicht empfehlen, den die „Wirbelbewegung" kennzeichnenden Ausdruck $\frac{1}{2}$ curl $\mathfrak{q}$, um jede Vermengung mit der „Drehung" zu verhüten und ihn ausdrücklich nur den von Helmholtz aufgefundenen „Wirbelbewegungen" zuzuordnen, nicht mehr „Drehungs"-, „Rotations"- oder „Winkel"-Geschwindigkeit zu nennen, sondern ausschließlich „Wirbel-Geschwindigkeit". — —

Die Erkenntnis, daß wirbelfreie Felder im allgemeinen endliche Drehungen und einen endlichen, von der Drehung verschiedenen Wert der Größe $\frac{1}{2}$ curl $\mathfrak{q}$ liefern, nötigt nun zu dem Schlusse, daß die betrachtete angefangene Theorie der Gattung (0,1) nicht durchführbar ist. Da nämlich dort die Größe $\frac{1}{2}$ curl $\mathfrak{q}$ mit der magnetischen Feldstärke $\mathfrak{H}$ identifiziert wird, führt die Theorie zum Auftreten von endlichen magnetischen Feldstärken in Fällen, wo durch das Experiment nicht die Spur von Magnetismus gefunden ist, also zu einem Widerspruche mit der Erfahrung. Die Theorie muß demzufolge aufgegeben werden.

Auf ähnliche Weise müssen nun alle vorliegenden und alle von dem Schema gelieferten denkbaren Theorien in dieser Gattung und in

den 8 übrigen ausgebaut und geprüft werden. Das Gesamtergebnis der Untersuchung, soweit ich sie bisher habe führen können, ist folgendes.

Die Gattungen (1) bis (3) ergeben gar keine mit dem gegenwärtigen Stande der Wissenschaft verträgliche mechanische Erklärung der elektrischen Erscheinungen.

Bei den Undulations- oder Äthertheorien, Gattung (4) bis (9), ist zu unterscheiden zwischen Theorien mit kontinuierlichem und mit diskontinuierlichem Äther.

Von den Theorien mit kontinuierlichem Äther sind die vorliegenden sämtlich undurchführbar; die von vornherein denkbaren sind in Gattung (5), (6), (8), (9) undurchführbar, in Gattung (4) und (7) steht die Entscheidung über sie noch aus. Doch ist zu bemerken, daß man sowohl in Gattung (4) wie auch in Gattung (7) genötigt sein würde, auch abgesehen von der Frage nach den Drucken im reinen Äther, Hilfsannahmen zu machen, die durch die bisherige Theorie und Erfahrung nicht geboten erscheinen.

Bei den Theorien mit diskontinuierlichem Äther erweisen sich von den fünf vorliegenden zwei sogleich als undurchführbar, bei den drei übrigen ist die Untersuchung zurzeit noch nicht abgeschlossen. Doch würde die Entscheidung über diese drei vorliegenden Theorien, insbesondere wenn sie negativ ausfallen sollte, kaum eine große Tragweite besitzen, weil das allgemeinere Problem, nämlich die Frage nach den denkbaren diskontinuierlichen Theorien, in allen 6 Gattungen (4) bis (9) zurzeit noch eine Fülle von denkbaren Lösungen darbietet, bei denen vorläufig nicht einmal die exakte Formulierung, geschweige denn der Weg für die Entscheidung gefunden ist. Hauptsächlich rührt diese Unbestimmtheit davon her, daß innerhalb beträchtlicher Grenzen die Annahmen über die Größe der diskreten Teilchen, ihre Zahl, ihre physikalischen Eigenschaften usw. ganz willkürlich sind, namentlich nach der Seite der größeren Komplikationen hin keine Grenze angegeben werden kann. Infolgedessen vermag man über die Möglichkeit oder Unmöglichkeit einer diskontinuierlichen mechanischen Erklärung zurzeit nichts Gewisses auszusagen.

Als nächstes Ziel der Forschung wird nun die Entscheidung über die beiden Gattungen von denkbaren Theorien bezeichnet werden dürfen, die beim kontinuierlichen Äther übrig geblieben sind. Sollten sich auch diese letzten Versuche, mit einem kontinuierlichen Äther auszukommen, als undurchführbar erweisen, so würde zurzeit noch ein sehr großer Spielraum für die Möglichkeit einer „atomistischen" Erklärung bleiben.

Indessen würde dann doch ein Verweilen bei der Frage gestattet sein, ob man nicht überhaupt auf die mechanische Erklärung verzichten muß. Selbst wenn eine Erklärung durch ein diskontinuierliches Medium durchführbar sein sollte, kann man doch Bedenken tragen wegen der vielen neuen Komplikationen, die jede diskontinuierliche Ätbertheorie notwendigerweise mit sich bringt. Solange diese Komplikationen nicht zur Entdeckung von neuen, der bisherigen Beschreibung durch elektromagnetische Begriffe unzugänglichen Erscheinungen führen, würde man berechtigt sein, eine diskontinuierliche mechanische Theorie der Elektrodynamik als „unökonomisch" zu verwerfen zugunsten der Beschreibung durch das elektromagnetische Begriffssystem.

Allerdings würde das Bedürfnis nach einer bindenden Entscheidung über diese Fragen die Forschung voraussichtlich auf den Weg einer versuchsweisen Erklärung mit diskontinuierlichem Äther drängen. Am Ende dieses Weges aber — darüber darf man nicht im Zweifel bleiben — kann auch ebensowohl die Erkenntnis stehen, daß eine mechanische Erklärung der elektrischen Erscheinungen überhaupt unmöglich ist, einerlei ob durch den einen kontinuierlichen und überall gleichartigen Äther, oder mit Hilfe eines diskontinuierlich gebauten Mediums.

Eine einheitliche Beschreibung, oder, wenn man will, Erklärung aller physikalischen Erscheinungen würde dadurch, wie zum Schluß noch hervorgehoben werden möge, in keiner Weise für ausgeschlossen erklärt. In diesem Falle würde eben entweder der von Herrn W. Wien eingeleitete Versuch einer elektromagnetischen Begründung der Mechanik, oder der Versuch einer Begründung sowohl der Mechanik als auch der Elektrodynamik auf einen gemeinsamen Boden, der weder als mechanisch noch als elektrodynamisch bezeichnet werden könnte, an die Stelle einer mechanischen Begründung der ganzen Physik eintreten. Freilich ist oft genug eine gegenteilige Ansicht ausgesprochen worden. Mit aller Kraft der apriorischen Gewißheit hat man behauptet, das „Wesen" der Elektrizität müsse unbedingt in verborgenen Bewegungs- und Spannungszuständen liegen, die ganze Physik müsse sich unbedingt mechanisch erklären lassen, der gesamten Welt müsse überall an jedem Orte ein „Ding an sich" im unverfälschten Sinne des Wortes als erschöpfendes mechanisches Erklärungsprinzip zugrunde liegen. Möglich, daß dem so ist; aber einen a priori zwingenden Beweis für solche Behauptungen hat niemand zu leisten vermocht, und so sind für die heutige Physik diese Spekulationen des wiedererstandenen Materialismus keinen Deut wertvoller als die

glücklich ausgeträumten Phantasien der Naturphilosophie aus dem Anfange des neunzehnten Jahrhunderts. Nur die stetige Arbeit der Wissenschaft vermag auf dem gesicherten Wege der mathematisch-physikalischen Untersuchung die Entscheidung zu bringen.

Diskussion.

Abraham (Göttingen): Wir wissen ja alle, daß die mechanischen Theorien in der Geschichte der Elektrodynamik eine große Rolle spielen. Es ist daher wertvoll, daß der Vortragende alles dies systematisch dargestellt hat. Es ist aber auch nicht ausgeschlossen, daß mechanische Theorien für die weitere Entwickelung der Elektrizitätstheorie von Bedeutung werden; Lorentz und andere wollen jetzt das mechanische Prinzip der Relativität auf die Elektrodynamik übertragen. Das setzt eigentlich schon voraus, daß man die elektrischen Erscheinungen mechanisch begreifen kann. Eine konsequent durchgeführte mechanische Theorie würde uns erst sagen, welches die Massen und ihre verborgenen Bewegungen in einem gegebenen elektromagnetischen Felde (etwa dem eines bewegten Elektrons) sind; sie würde insbesondere auch darüber Auskunft geben, wie die Hinzufügung einer gemeinsamen Translationsgeschwindigkeit zu den verborgenen Massenbewegungen die Elektronenbewegung abändert. Daher glaube ich, daß man nur auf Grund einer mechanischen Theorie die neueren Auffassungen von Lorentz wird durchführen können, und ich halte die Ausführungen des Vortragenden auch aus diesem Grunde für interessant.

Mie: Ich denke nicht so optimistisch über eine mechanische Theorie der Elektrizität. Herr Witte hat zunächst nachgewiesen, daß ein „Äther" für die mechanische Theorie unentbehrlich ist. Es ist nun aber schwierig, auf einen kontinuierlichen Äther den Begriff der Bewegung zu übertragen. Die Schwierigkeit beruht im Grunde darauf (das kann man an den Witteschen Untersuchungen immer verfolgen), daß eine Bewegung im Sinn der Mechanik notwendig die Zustände des Äthers konvektiv mit sich führen müßte. Dann könnten die Grundgleichungen des Feldes nicht mehr die hervorragendste Eigentümlichkeit der Maxwellschen Gleichungen behalten, nämlich daß sie linear sind. Man denke z. B. an die Grundgleichungen der Hydrodynamik in der Eulerschen Form.

Herr Witte hat nun bei zwei Gattungen von Theorien die Frage zunächst noch offen gelassen, ob eine mechanische Erklärung der elektrischen Erscheinungen durch einen kontinuierlichen Äther möglich sei. Er hat die eine dieser Gattungen (4) oder (0,0) nach meinem Namen benannt, obwohl ich bei meinen Untersuchungen eigentlich nicht eine mechanische Erklärung der elektrischen Erscheinungen ins Auge gefaßt hatte. Ich glaube, daß sie auf diesem Wege nicht möglich ist. Wie Herr Witte auch hervorhebt, zeichnet sich diese Gattung dadurch aus, daß die von ihr umfaßten Theorien noch außer den elektromagnetischen Kräften einen dritten Zustand voraussagen müssen, der bisher noch nicht entdeckt ist, nämlich eben den der Ätherströmung. Denn ohne Bewegung ist ja keine mechanische Übertragung der Energie möglich. Wir würden damit aus der Theorie des reinen Elektromagnetismus heraustreten. Ich neige nun zwar persönlich zu der Ansicht, daß eine rein elektromagnetische Erklärung der Natur nicht möglich ist, und das war für mich auch die Veranlassung, einmal zu sehen, was sich aus gewissen Ansätzen von Helmholtz, die dann W. Wien weiter geführt hatte, für eine Theorie der Ätherbewegungen ergeben möchte. Aber die Bewegungen, die ich herausbekommen habe, stehen gerade in den Fällen, wo der Poyntingsche Vektor nicht zyklisch verläuft, wo also wirklich Energie übertragen wird, in gar keiner einfachen Beziehung zum elektromagnetischen Feld, so daß also eine Erklärung der Energieübertragung durch sie ausgeschlossen ist. Ich kann mir nicht denken, daß sich überhaupt eine Theorie ersinnen läßt, nach der dieser dritte Zustand, die Bewegung, immer just in der Weise zu den beiden anderen Zuständen des Feldes hinzutritt, daß alle drei zusammen eine Energieübertragung im Sinne des Poyntingschen Satzes geben, nach welchem Größe und Sinn des Effektes doch schon durch die beiden Feldgrößen allein eindeutig fixiert sind. Deswegen glaube ich, daß diese Gruppe schon von vornherein fallen muß.

Nicht besser ist es mit der anderen Gruppe, der Helmschen (7) oder (ε,0), bestellt. Helm zerteilt die elektrische Spannung in zwei wesensverschiedene Teile, die statische Spannung und die dynamische Spannung. Ich glaube nicht, daß die Theoretiker damit einverstanden sein können. Das wäre gerade so, als wenn wir in der Mechanik die statische Spannung (z. B. bei der Kompression einer Flüssigkeit im Piezometer) und die dynamische Spannung (bei Verdichtung in Schallwellen) als zwei ganz wesensverschiedene Zustände behandeln wollten. (Ein anderes Analogon wäre vielleicht: Wirbelbewegung und Strömung, die ein Potential hat, als wesensverschiedene Zustände aufzufassen.)

So würde denn das Resultat der Witteschen Untersuchung sein, daß nur ein atomistisch gebauter Äther zur mechanischen Erklärung

der elektrischen Erscheinungen denkbar ist, weil nur in ihm Bewegungen der kleinsten Teilchen stattfinden können, die nicht mit Überführung des Stoffes in endliche Entfernungen verbunden sind. Aber eine atomistische Theorie wäre, wie der Vortragende ja auch selber ausgeführt hat, unökonomisch und deswegen zu verwerfen. Ich möchte nur darauf hinweisen, daß uns die Erscheinungen nicht den geringsten Anhalt geben, beispielsweise auch nur über die Größe der Ätheratome etwas auszusagen (außer daß sie unendlich viel kleiner sein müßten als die der Materie).

Als Endergebnis der Witteschen Arbeit müssen wir also wohl den Satz aussprechen: Eine mechanische Erklärung der elektrischen Erscheinungen ist überhaupt zu verwerfen.

Koestler (Wiesbaden): Würde man bei atomistisch gebautem Äther ohne Fernwirkung auskommen können? Es müßten doch Zwischenräume zwischen den Ätheratomen vorhanden sein, so daß mit der Annahme einer atomistischen Konstitution des Äthers vermutlich wieder Fernkräfte hineinkommen würden.

Vortragender: Einen Anhaltspunkt für die Beurteilung dieser Frage bieten die sogenannten „mechanischen Modelle" für einzelne elektromagnetische Erscheinungen, die verschiedentlich, besonders von englischen Forschern, angegeben worden sind. Diese Modelle zeigen durchweg die Eigentümlichkeit, daß zwei verschiedene Arten von Ätheratomen zugrunde gelegt werden, d. h. also im Modell entweder: 1. Zahnräder und 2. Zahnstangen, oder 1. zahnlose Räder und 2. elastische Bänder, oder sonst irgend zwei andere verschiedene Elemente. Dabei kann man dann im Modell, soweit das Bild überhaupt anwendbar ist, ohne Fernkräfte auskommen. Indessen wird man freilich nicht behaupten dürfen, daß das bei allen denkbaren atomistischen Theorien ebenso sein müßte. Die allgemeinere Annahme ist sicherlich die, daß entsprechend den für die Moleküle ponderabler Körper gebräuchlichen Hypothesen auch bei den Ätheratomen Fernkräfte auf molekulare Entfernungen nötig sind. Immerhin dürfte auch dann in jedem einzelnen Falle die Möglichkeit offen bleiben, daß diese Fernwirkung von einem Molekül zum benachbarten später doch noch einmal durch einen verbindenden Mechanismus, also eine Feldwirkung, ersetzt werde.

Hauptsächlich aus diesem Grunde habe ich auch, wie ich noch anmerken möchte, den Begriff der Feldwirkung von vornherein ausdrücklich so gefaßt, daß solche Fernwirkungen auf molekulare Entfernungen zu den Feldwirkungen gerechnet werden. Das ist zulässig, weil jede Begriffsbestimmung bis zu einem gewissen Grade willkürlich ist; die entsprechenden denkbaren atomistischen Äthertheorien reihen sich damit nicht den Gattungen (1) und (2) ein, sondern den Undulationstheorien, Gattung (4) bis (9). Weitere Vorteile dieser Begriffsbestimmung werden Sie beim Durchlesen meiner oben erwähnten ausführlichen Veröffentlichung an verschiedenen Stellen herausfinden.

M. Reinganum (Freiburg i. B.), Eine neue Anordnung der Selenzelle.

Die üblichen Selenzellen haben den Nachteil, daß sich die Kontaktstellen zwischen Metall und Selen nicht ausreichend und in wohldefinierter Weise beleuchten lassen. Frei hiervon ist eine Anordnung, die von v. Uljanin (Wied. Ann. **36**, 241, 1888) in einer bei Kundt entstandenen Arbeit beschrieben ist. Eine dünne Selenschicht befindet sich zwischen zwei platinierten Glasplatten, die lichtdurchlässig sind, und gleichzeitig zur Zu- und Abführung des Stromes dienen. Die Beleuchtung geschieht senkrecht zu den Glasflächen. Uljanin beobachtete sehr starke elektromotorische Kräfte, die bei der Beleuchtung auftreten und bei Sonnenlicht bis 0,12 Volt gehen. Die Richtung der elektromotorischen Kraft entspricht einem Strome in Richtung des durchgehenden Lichtstrahles. Daß diese Art von Zellen sich in der Praxis nicht bewährt hat, liegt wohl daran, daß die dünnen Platinschichten einen sehr großen, gegen den Selenwiderstand wohl in Betracht kommenden Widerstand besitzen und daher keine starken Ströme erhalten werden können.

Ich suchte nun eine geeignete Querbeleuchtung zur Kontaktfläche, ohne großen Zuführungswiderstand, dadurch zu ermöglichen, daß ich ein Platinblech mit Selen überzog und dieses als Elektrode in einem Elektrolyt benutzte.[1]) Als andere Elektrode diente entweder ein ebenso überzogenes Platinblech oder eine einfache Platinelektrode. Es zeigte sich nun, daß bei Beleuchtung sehr beträchtliche und äußerst regelmäßige elektromotorische Kräfte auftraten, die z. B. bei Anwendung einer Nernstlampe in 30 cm Entfernung noch die stärksten von Uljanin beobachteten elektromotorischen Kräfte überstiegen. Hierüber habe ich ausführlichere Messungsreihen angestellt. Das Auftreten von solchen elektromotorischen Kräften bei Berührung gegen eine Flüssigkeit ist nun nicht neu. Es existieren hierüber Arbeiten von Minchin (u. a. Nature **52**, S. 246), der in einer Reihe von organischen Flüssigkeiten die elektromotorischen Kräfte solcher Selenelektroden beobachtet hat, und auch auf die praktische Bedeutung hinweist, jedoch nur qualitative Resultate angibt. Ich möchte diese Arbeit besonders deshalb erwähnen, da diese Resultate ziemlich unbekannt zu

1) Um die Ausbildung der elektromotorischen Kraft rein zu beobachten, empfiehlt es sich, die nicht beleuchtete Seite der Elektrode mit Paraffin oder einer anderen isolierenden Substanz zu überziehen. (Nachträgliche Anm.)

sein scheinen, und z. B. auch in neueren Arbeiten, wo ebenfalls solche elektromotorische Kräfte gegen Elektrolyte beobachtet wurden, nicht erwähnt wird.

Bei meinen eigenen Versuchen ging ich darauf aus, die Selenschicht möglichst dünn zu machen, um den Widerstand möglichst herabzusetzen, um eine brauchbare Zelle, die auch Strom liefert, zu erhalten. Durch verschiedenes Ausprobieren fand ich schließlich folgende Methode als geeignet: Das Platinblech wird schwach mit Wasser angefeuchtet und kurze Zeit den dunkelgrünen Dämpfen von geschmolzenem Selen ausgesetzt. Es geschieht dies am besten in einem horizontal gehaltenen Probierglaschen, in dessen Mitte sich das Selen befindet, und das mit einem Bunsenbrenner erwärmt wird. Es schlägt sich dann eine dünne, zusammenhängende Selenschicht auf dem Platinblech nieder. Erhitzen in einem Luftbade auf ca. 180° C, verwandelt dann den Selenüberzug in die graue, metallisch leitende Modifikation.

Benutzt man nun als zweite Elektrode ein Platinblech, das man etwa quer stellt, um die Beleuchtung nicht zu verdecken, oder eine Netzelektrode aus Platin, so kann man bei intermittierender Beleuchtung bei Einschaltung eines Telephons einen deutlichen Ton hören. Dieser wird noch bedeutend verstärkt, wenn man in den Stromkreis Selenzelle-Telephon noch eine elektromotorische Kraft von ca. 0,6 Volt einschaltet, so, daß die mit dem Selen überzogene Elektrode mit dem negativen Pol verbunden wird. Eine solche elektromotorische Kraft kann man leicht durch Abzweigung erhalten, es läßt sich dann auch die günstigste Spannung ausprobieren, die je nach der angewandten Beleuchtungsintensität etwas verschieden ist. Mit Selenelektrodenflächen von etwa 1 qcm Größe und geringer erhält man Ströme bis ca. $^1/_{20}$ Millivolt, die auf ein empfindliches Telephon deutlich reagieren.

So gelang es, deutliche Übertragung des sprechenden Lichtbogens zu erhalten. Allerdings ist der Ton nicht so stark wie bei den bisherigen besten Selenzellen, da eine bestimmte Anlegespannung und damit Stromstärke nicht überschritten werden darf. Sonst löst sich das Selen der Elektrode auf. Dieselbe ist nur haltbar, wenn man unter einer gewissen Spannung bleibt.

Was mich nun besonders veranlaßte, mich näher mit der Zelle zu beschäftigen, war der Gedanke, daß, wenn die Trägheit der Selenzellen auf einer entstandenen, nur langsam zurückgehenden Polarisation beruht, diese sich an der freien Oberfläche eines Elektrolyts am leichtesten ausgleichen kann, somit zu erwarten war, daß die Trägheit der beschriebenen Selenzelle eine möglichst geringe sei. Dies scheint in der Tat der Fall zu sein, allerdings kann ich über diesen Punkt noch keine bestimmte Mitteilung darüber machen. Mir stand kein Einthoven-Galvanometer zur Verfügung, das hierfür geeignet ist, und die Untersuchung soll von anderer Seite ausgeführt werden. Doch scheinen die Zellen sich hierin von den sonstigen zu unterscheiden.

Ich bemerke noch, daß die Untersuchung nicht abgeschlossen ist, möchte aber bei der praktischen Bedeutung, die die Selenzelle überhaupt besitzt, durch diese Mitteilung auch andere veranlassen, Untersuchungen in der beschriebenen Richtung auszuführen.

(Eingegangen 16. Oktober 1906.)

Diskussion.

Spies (Posen): Was für Elektrolyte sind benutzt worden?

Vortragender: Namentlich schweflige Säure. Zuerst arbeitete ich mit Kochsalzlösung. Damit bekam ich ziemlich schlechte Resultate. Ich überlegte dann, wenn sich selenige Säure bildet, wird dieselbe wieder durch schweflige Säure zu Selen reduziert. Deshalb nahm ich diese und bekam mit ihr gute Resultate. Auch mit Salzsäure bekommt man gute Resultate. Bei schwefliger Säure haben sich die Selenzellen auch sehr gut gehalten.

Weber (Heidelberg): Ich möchte mir die Frage gestatten, wie kann die Auflösung erfolgen, wenn das Selen Kathode ist?

Vortragender: Le Blanc hat kürzlich Versuche publiziert, wonach Tellur und Selen kathodisch auch in Lösung gehen können. Dies zeigt sich auch bei meinen Versuchen.

M. Reinganum (Freiburg i. B.), Zum Verhältnis von Wärmeleitung zu Elektrizitätsleitung der Metalle.

Die Elektronentheorie führt bekanntlich zu einer Berechnung des Verhältnisses von Wärmeleitung zu Elektrizitätsleitung der Metalle, die sich in der Größenordnung sehr gut bestätigt hat. Sie führt jedoch in der einfachsten Form zu ein und demselben Wert für alle Metalle, während dieselben in Wirklichkeit doch beträchtlich untereinander abweichen.

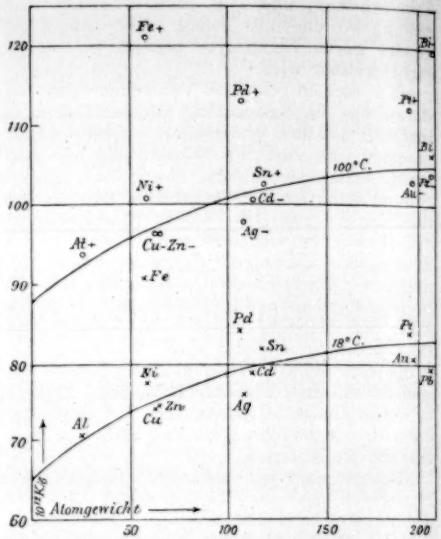
Die Drudesche Theorie sieht nun eine Beziehung dieser Abweichungen zu den Thermokräften usw. vor, leider ist jedoch nur eine einzelne numerische Rechnung hierüber ausgeführt. Die Lorentzsche Theorie führt zu ein und demselben Wert für alle Metalle stimmt also in der Beziehung nicht mit der Erfahrung. In der Lorentzschen Theorie werden alle Metallatome als von unendlich großer Masse gegen die Elektronen und als ruhend angenommen, so daß jedenfalls von vornherein ausgeschlossen

ist, daß etwa das Atomgewicht des Metalls eine Rolle spielt.

Es schien mir daher zunächst zweckmäßig zu sein, rein empirisch nach Beziehungen von $\frac{\varkappa}{\sigma}$ (Wärmeleitung zu Elektrizitätsleitung) zu anderen physikalischen Eigenschaften zu suchen.

Schon bald nach Entdeckung des Gesetzes von Wiedemann und Franz suchte man das bedeutend zu große $\frac{\varkappa}{\sigma}$ bei Eisen mit dessen ferromagnetischem Charakter zu begründen. Der magnetische Charakter bestimmt nun aber keineswegs die Reihenfolge der Werte von $\frac{\varkappa}{\sigma}$ bei allen Metallen. Ebenso zeigt auch das Atomgewicht keinen deutlichen Einfluß, wenn auch bei kleinem Atomgewicht $\frac{\varkappa}{\sigma}$ in bestimmten Fällen, z. B. bei Aluminium, sehr klein ist. Also das Atomgewicht ist jedenfalls allein auch nicht bestimmend. Ich zeichnete nun nach den Beobachtungen von Jäger und Diesselhorst[1]) ein Diagramm, in dem die Abszisse das Atomgewicht, die Ordinate die Größe $\frac{\varkappa}{\sigma}$ bildet, und zwar zunächst für die Beobachtungen bei 100°. Es zeigte sich nun, daß man eine gerade Linie von links nach rechts aufsteigend durch die Beobachtungen so hindurchlegen konnte, daß die $\frac{\varkappa}{\sigma}$ aller paramagnetischen Körper über der Linie, die der diamagnetischen unter derselben lagen. D. h. man hat sowohl einen Einfluß des Atomgewichts, als auch des magnetischen Charakters auf $\frac{\varkappa}{\sigma}$. Bei den Beobachtungen bei 18° ließ sich jedoch keine gerade Linie finden, die dasselbe leistete. Es ließ sich nun aber eine Kurve zweiten Grades finden, die sowohl durch die Beobachtungen bei 100°, wie bei 18° gelegt unterhalb der paramagnetischen und oberhalb der diamagnetischen Körper verläuft, d. h. die Abhängigkeit vom Atomgewicht durfte nur nicht als linear angenommen werden (s. Figur). Die Abweichungen der Einzelwerte nach oben und unten von der Kurve geben sogar ein ungefähres Maß für die relative Größe des Paramagnetismus oder Diamagnetismus. Eine ganz analoge Kurve erhält man nach den Beobachtungen von Lorenz. Diese Beobachtungen enthalten ein Metall, das von Jäger und Diesselhorst nicht untersucht wurde, Magnesium. Dasselbe hat ein kleines Atomgewicht, soll also ein kleines $\frac{\varkappa}{\sigma}$ zu haben. Andererseits ist es paramagnetisch, muß also

1) Sitzungsber. d. k. Ak. d. Wissensch. zu Berlin 33, 2, S. 719, 1899.



über der Kurve liegen. Beides ist in der Tat der Fall, so daß diese Übereinstimmung für mich ein experimentum crucis bildete.

Fragt man nun nach einer Erklärung der Regelmäßigkeit, so kann sie, was die Abhängigkeit vom Atomgewicht betrifft, vielleicht in kinetischen Gründen, was die Abhängigkeit von der Magnetisierungszahl betrifft, vielleicht in folgendem gesucht werden. Ein paramagnetisches Metall enthält nach den neueren Anschauungen Elektronen, die Kreisströme um bestimmte Zentren ausführen und die durch ein äußeres Magnetfeld gerichtet werden. Diese Elektronen können zur Elektrizitätsleitung, da sie wesentlich an einen Platz gebunden sind, nichts oder wenig beitragen, wohl aber können sie beim Energieaustausch, d. h. bei der Wärmeleitung, durch Stöße mit den Nachbaratomen mitwirken. Je paramagnetischer ein Metall ist, um so mehr derartige Elektronen enthält es, die Kreisströme ausführen; die Zahl der Elektronen, die zur Wärmeleitung beitragen, ist also größer als die zur Elektrizitätsleitung beitragen, $\frac{\varkappa}{\sigma}$ ist also größer. Diamagnetismus wäre als Mangel an solchen Elektronen aufzufassen. Es gibt nun doch eine Ausnahme von der oben mitgeteilten Regel. Während sich nämlich 12 Metalle in dieselbe einordnen, fällt ein Metall, Wismut, heraus. Der Wert von $\frac{\varkappa}{\sigma}$ liegt bei Wismut trotz seines starken diamagnetischen Charakters bedeutend über der Kurve. Man

kann dies darauf zurückführen, daß man den Diamagnetismus von Wismut anders erklärt, als den der übrigen Metalle. Die elektrische Leitfähigkeit von Wismut ist bei Wechselstrom bekanntlich größer als bei Gleichstrom. Herr Gans hat das kürzlich dadurch zu erklären gesucht, daß Wismut gebundene Elektronen hat, die daher nur bei sehr kurz dauernden elektrischen Strömen etwas zur Leitfähigkeit beitragen können.

Nehmen wir ebenfalls solche Elektronen an, so erklärt sich der große Wert von $\frac{\varkappa}{\sigma}$ bei Wismut, indem diese Elektronen nur zur Wärmeleitung, nicht aber zur Leitfähigkeit bei konstanten Strömen beitragen. Der abnorme Diamagnetismus des Wismuts würde auf dieselben Elektronen zurückzuführen sein, welche durch Induktion Kreisströme ausführen, falls das Metall in ein Magnetfeld gebracht wird, während man sich den gewöhnlichen Diamagnetismus im Prinzip auch durch induzierte Kreisströme, aber durch eng zum Atom gehörige Elektronen hervorgerufen, denken kann.

Diskussion.

Grüneisen (Charlottenburg): Ich wollte zu den zugrunde liegenden Versuchen mir die Bemerkung gestatten, daß Jaeger und Diesselhorst meines Wissens kein sehr reines Eisen hatten, und das fällt doch für die Größe des Leitverhältnisses auch ins Gewicht. Lorenz hat, soviel ich weiß, sehr reines Eisen gehabt. Liegt auch dafür der Punkt oberhalb der Kurve?

Vortragender: Bei Lorenz liegt der Wert auch über der Kurve, aber nicht so stark, wie bei Jaeger und Diesselhorst, Eisen zeigt nach diesen Versuchen wohl einen ausgesprochenen paramagnetischen, nicht aber seinen sogenannten ferromagnetischen Charakter.

O. Lehmann (Karlsruhe), Flüssige und scheinbar lebende Kristalle.

Physik und Chemie sind für den Arzt von Interesse, weil sie ihm wertvolle Hilfsmittel in Form von Instrumenten und Medikamenten bieten; wenn aber seit nunmehr 78 Jahren die Vertreter der exakten Wissenschaften zusammentagen mit Biologen und Medizinern, so ist der Grund ein tieferliegender; es ist der Gedanke, die Stoffe und Kräfte, welche in der organischen Natur sich betätigen, seien im Grunde die gleichen, mit welchen sich auch Physiker und Chemiker beschäftigen, auch ihr Verhalten, ihre Wirkungsweise sei ganz denselben Gesetzen unterworfen, wie in der leblosen Natur.

Freilich ist trotz aller Naturforschung heute das Leben noch ebenso ein Rätsel wie früher. Nach der gewöhnlichen Auffassung — Haeckel nennt sie die dualistische — besteht jedes Lebewesen aus zwei Faktoren — speziell der Mensch aus Leib und Seele. Wollen wir aber jedem Lebewesen eine Seele zusprechen, so treffen wir auf eigenartige Schwierigkeiten. Wir haben im Garten einen Regenwurm herausgeschaufelt und ihn zufällig mit dem Spaten mitten entzwei geschnitten. Welche Hälfte enthält nun die Seele? Oder ist die Seele auch zerschnitten worden? Beide Hälften kriechen fort und heilen wieder zu normalen Würmern aus! Oder wir schneiden einen Zweig von einem Weidenbaum und pflanzen ihn in die Erde. Er wächst mit der Zeit zu einem Baum aus. Haben wir beim Abschneiden einen Teil der Baumseele mit abgeschnitten, ist diese dann mit dem jungen Baum gewachsen und wovon? Oder — es fällt ein nahezu reifer Apfel vom Baume — anscheinend eine tote Materie. Aber im Keller reift er weiter aus, notwendig muß auch er noch Leben enthalten. Freilich er ist ein recht unvollkommenes Lebewesen; schließlich tritt Fäulnis ein, er zerfällt — sagen wir kurz — in Moleküle und Atome. Sind diese tot oder besitzen etwa auch sie noch Leben, wie der vom Baume gefallene Apfel? Eine müßige Frage! wird mancher sagen, wer weiß, ob es überhaupt Atome gibt, gesehen hat sie ja noch niemand! Das ist nun zwar richtig, aber entbehren können wir sie deshalb doch nicht, wir brauchen sie notwendig, um die Naturerscheinungen zu begreifen! Ein Knabe betrachtet staunend die Arbeit eines Schmiedes. Er wird versuchen sie zu begreifen. Wann hat er sie vollkommen begriffen? Dann, wenn er in der Lage ist, sich wenigstens in Gedanken an die Stelle des Schmiedes zu stellen und durch die Muskelkraft seines eigenen Armes das Eisen in gleicher Weise zu formen. Ganz so ergeht es uns mit den Naturerscheinungen. Begriffen haben wir sie erst dann, wenn wir sie auffassen können als Wirkungen von Kräften von der Art unserer Muskelkraft, die ausgeübt werden von Wesen, ebenso unteilbar wie unser eigenes Ich, also von Individuen — und dies sind eben die Atome.

Ein fernes Altertum, welches die Atome noch nicht kannte, bevölkerte die ganze Welt mit unsichtbaren Dämonen, welche die Ursache der Naturerscheinungen sein sollten — die Sonne, das Meer, der Wind, jeder Fluß, jede Quelle, jeder Baum sollte einer Gottheit zugeordnet sein, einem unsichtbaren Wesen mit freiem Willen, wie ihn der Mensch besitzt. Aber die Beobachtung brachte mit der Zeit immer eindringlicher zur Erkenntnis, daß nicht alles willkürlich ist in der Natur, daß es feste Naturgesetze gibt und schließlich schrumpften die Dämonen zusammen zu Atomen, die von ihrem Willen so wenig Gebrauch machen wie die Fliege, die einem unwiderstehlichen Drange

folgend der leuchtenden Flamme zufliegt und darin verbrennt.

Wohl sind also die Atome eigentlich Spiegelbilder unseres eigenen Ich; das hindert aber keineswegs, daß sie wirklich existieren und selbst wer darauf verzichtet, die Naturerscheinungen begreifen zu wollen, sieht sich genötigt, ihre Existenz hypothetisch anzunehmen, weil es eine Menge von Naturerscheinungen gibt, zu deren Beschreibung unser Wortschatz ohne ihre Zuziehung gar nicht ausreichen würde, wir müßten geradezu unendlich viele neue Worte erfinden!

Beschränken wir uns darauf, zu sagen, die Naturerscheinungen verlaufen so, „als ob" die Körper aus Atomen beständen, so steht es uns frei, der Phantasie die Zügel schießen zu lassen und uns unter diesen winzigen unsichtbaren Dämonen eine Art Lebewesen niedrigster Ordnung vorzustellen. Freilich die neuesten Forschungen über den Durchgang von Lenard-, Röntgen- und Becquerelstrahlen durch die Materie, lassen vermuten, daß die Atome der Chemiker nicht die kleinsten Teile sind, daß sie aus noch kleineren Urteilchen, in relativ großen Abständen bestehen, daß sogar sehr heftige Bewegungsvorgänge sich in ihnen vollziehen, die bedingen, daß beim Zerfall der Radiumatome große Energiemengen frei werden; indes dann wären eben die elementarsten Lebewesen jene unfaßbar kleinen Bestandteile der Atome. Man wird da einwenden, diesen könnten ja keine der Eigenschaften zukommen, die das Leben charakterisieren, vor allem nicht die Selbstregulation aller Funktionen. Indes denken wir an ein Blatt, das vom Baume gefallen ist, das noch einige Zeit lebt und dann verdorrt, oder an Galvanis Froschschenkel, tot und doch belebt unter dem Einfluß elektrischer Ströme, oder an das ausgeschnittene Herz, das noch lange fortpulsiert beim Durchleiten von Salzwasser, so ist auch hier die Selbstregulation eine recht unvollkommene und denken wir gar an das keimfähige 4000 Jahre alte Samenkorn im ägyptischen Königsgrab, und an das andere, welches auch noch in flüssiger Luft bei -200^0 seine Keimfähigkeit behält, so will es scheinen, daß es dem Begriff des Lebens nicht widerspricht, wenn Funktionen überhaupt nicht stattfinden, daß es auch latentes Leben gibt. Warum sollte solches nicht auch den Urteilchen zukommen? Wir gelangen zur monistischen Auffassung von Haeckel, alle Materie lebt, die höheren Lebewesen sind nur Vereinigungen von niedrigen, in ähnlicher Weise wie ein Volk, ein Staat eine Vereinigung von vielen Individuen ist und seine höhere Leistungsfähigkeit dem Zusammenwirken dieser Glieder verdankt. Tod ist nur Trennung derselben, nicht Trennung von Leib und Seele.

Während aber die Bildung eines Vereins im Leben der Menschen keine besonders schwierige Sache ist, so beobachten wir — Fälle sog. Symbiose, wie die Vereinigung von Algen und Pilzen zu Flechten abgerechnet — Aggregation einfacher Individuen zu Komplexen in der Natur niemals und gar Aggregation von Atomen, auch nur zu Bakterien, die sog. Urzeugung oder Generatio spontanea, scheint, schon nach den großen Erfolgen der medizinischen Wissenschaft auf dem Gebiete Sterilisierung, vollkommen ausgeschlossen. Dabei kann man gar nicht einmal sagen, die Atome hätten kein Bestreben sich zusammen zu lagern, die Aggregation derselben sei ein irreversibler Prozeß in dem Sinne, wie Wärme nicht von selbst von einem kalten zu einem heißen Körper übergehen kann. Selbst geordnete Vereinigung von Atomen erfolgt vielmehr sehr häufig, es entsteht dann aber nicht ein Lebewesen, sondern ein Kristall.

Oder könnte vielleicht ein Kristall auch als Lebewesen aufgefaßt werden, läßt doch im 2. Teil von Goethes Faust die Phantasie des Dichters sogar ein höheres Lebewesen, den Homunculus, durch Kristallisation entstehen!? Haeckel hat in der Tat an verschiedenen Stellen seiner Schriften die Meinung ausgesprochen, zwischen Kristallen und niedrigsten Lebewesen bestehe eine nahe Verwandtschaft. Sicherlich gibt es im Verhalten beider eine Menge von Analogien, die sich besonders demjenigen darbieten, der die Kristalle nicht in einem mineralogischen Museum studiert, sondern während ihrer Bildung. Schon die Fähigkeit zu wachsen an sich ist eine solche Analogie, denn amorphe Körper (Harze, Gläser usw.) wachsen nicht und gar häufig beobachten wir Formen, die lebhaft an die Formen im Reiche der Organismen erinnern.[1]) Lassen wir z. B. Salmiak aus erkaltender wässriger Lösung kristallisieren; so entstehen tannenbaumähnliche Skelette — Projektion —, deren Verästelung um so feiner wird, je mehr durch Abkühlung der Kristallisationsprozeß beschleunigt wird. Kristalltrümmer von naphtionsaurem Natrium, in wässriger Lösung erwärmt bis sie sich auf wenige gerundete Reste aufgelöst haben, ergänzen sich beim Abkühlen zu scharfkantigen Tafeln — Projektion —. Den Kristallen kommt also auch Regenerationsvermögen zu, die Fähigkeit, Verletzungen auszuheilen. Jedes noch so kleine Fragment wirkt als Kristallisationskern vergleichbar dem Keim bei Organismen. Erwärmen wir bis alle diese Kerne verschwunden sind, so tritt kein Kristall mehr auf, die Lösung wird übersättigt.

1) Ihre Farben- und Formenpracht haben bereits Martin Frobenius Ledermüller veranlaßt, sie in sein im Jahre 1763 erschienenes Werk „Mikroskopische Gemüts- und Augenergötzung" aufzunehmen, soweit sie damals bekannt waren.

Freilich darf die Übersättigung nicht zu weit getrieben werden, sonst treten doch — und das ist eben ein wesentlicher Unterschied gegenüber den Lebewesen — von selbst Keime auf.

Dabei können wir eine merkwürdige Beobachtung machen. Lebewesen können sich gegenseitig aufzehren, Kristalle auch. Aus der stark überkühlten Lösung entstehen zunächst ganz anders geformte großblättrige Kristalle, die namentlich zwischen gekreuzten Nicols sehr deutlich hervortreten. Bald entstehen aber auch da und dort die gewöhnlichen Kristalle und in kürzester Frist zehren diese ringsumher die zuerst entstandenen großen Blätter auf — Projektion —.

Auch fremde Stoffe kann ein Kristall in sich aufnehmen. Setzen wir z. B. dem zuerst erwähnten Salmiakpräparat auf einer Seite Eisenchlorid zu, welches die Lösung rotgelb färbt, so werden hier alle Kristalle auch rotgelb und zwar beträchtlich dunkler als die Lösung, sie ziehen durch Adsorption den Farbstoff an sich heran, werden aber dadurch, wie aus der Reduktion der tannenbaumähnlichen Formen zu vierblättrigen Blumen — Projektion — ersehen werden kann, in ihrem Wachstum bedeutend gestört — es tritt Vergiftung ein. Noch auffälliger tritt diese Störung zutage bei den, für sich farblosen, Meconsäurekristallen, die in einer mit Anilinviolett gefärbten Lösung wachsen. Je dunkler sich die Kristalle färben, um so stärker die Verzerrung — Projektion —, es entstehen eisblumenartige und schließlich ganz unförmliche knorrige Gebilde — Projektion —. Häufig ist der Effekt solcher Störungen die Bildung radialfasriger kugelförmiger Gebilde — Projektion —, die besonders in polarisiertem Licht, z. B. bei Cholesterylacetat — Projektion — einen prächtigen Anblick gewähren.

Bestehen nun auch, wie gezeigt, manche Analogien zwischen Kristallen und Organismen, so kann man umgekehrt auch wesentliche Unterschiede konstatieren. Vor allem sind Lebewesen weiche, manchmal eiweißartige flüssige Gebilde, während Kristalle als typische starre Körper gelten, hat man doch an die Möglichkeit der Existenz fließender und flüssiger Kristalle bis in die neueste Zeit gar nicht gedacht. Der Unterschied scheint so groß, wie der zwischen Kolloiden und Kristalloiden, die man gewissermaßen als diametral entgegengesetzte Formen der Materie aufzufassen gewohnt ist.

Daß es flüssige Kristalle nicht geben kann, lehrt anscheinend die Theorie. Im Gaszustand bewegen sich die Moleküle geradlinig, etwa so wie Erbsen, die in einer Schachtel geschüttelt werden, im Flüssigkeitszustand kriechen sie ohne jede Ordnung durcheinander wie Würmer. Bei der amorphen Erstarrung hört das Kriechen auf, aber sie bleiben ungeordnet; findet Kristallbildung statt, so ordnen sie sich zu einem regelmäßigen Punktsystem oder Raumgitter — Demonstration eines Modells —.

Manchmal sind zweierlei Raumgitteranordnungen möglich, es entstehen zwei dimorphe Modifikationen mit ganz verschiedenen Eigenschaften — Projektion —. Erhitzt man z. B. rotes Quecksilberjodid, so klappt das System der Moleküle in ein anderes Raumgitter um, die Masse wird gelb. Beim Abkühlen wird sie wieder rot. Wenn ich Eisen schmiede, so zerstöre ich das Raumgitter der Eisenkristalle — Projektion —, das Eisen wird amorph. Durch Erschütterungen kann es im Lauf langer Zeiträume wieder kristallinisch werden und verändert damit seine Eigenschaften, es wird brüchig. Gäbe es Kristalle von solcher Weichheit, daß sie fließen könnten, so wäre hiernach dieses Fließen kein wahres Fließen, sondern eine beständige Umlagerung in andere Modifikationen, verbunden mit fortwährendem Wechsel der Eigenschaften.

Bereits im Jahre 1876 habe ich nun aber beobachtet, daß die oberhalb 146 Grad beständige Modifikation des Jodsilbers, die man bis dahin für eine zähe Flüssigkeit gehalten hatte, in Wirklichkeit aus äußerst weichen Kristallen besteht, welche ohne die geringste Änderung ihrer Eigenschaften fließen können wie eine Flüssigkeit. Hieraus folgt, daß die bisherige sog. Raumgittertheorie, nach welcher die Eigenschaften eines Stoffes abhängig sein sollen von der Art der Aggregation der Moleküle, und die Existenz fließender Kristalls ausgeschlossen ist, unrichtig sein muß. Hegel hat einmal in solchem Falle gesagt, wenn die Theorie nicht stimmt, um so schlimmer für die Tatsachen! Die Lehrbücher haben sich bisher mit der Schwierigkeit in der Weise abgefunden, daß sie die Existenz fließender Kristalle einfach ignorierten. Indes die Zeit förderte eine Menge weiterer Beispiele zu tage, heute schon über ein halbes Hundert! Eine jedermann bekannte fließend-kristallinische Masse ist die Schmierseife — Projektion. Das schönste Beispiel ist wohl der von Vorländer entdeckte Paraazoxybenzoesäureäthylester — Projektion —. Die wachsenden Kristalle befinden sich in lebhafter Bewegung, die dadurch entsteht, daß, sobald zwei Kristallindividuen in Berührung kommen, sie mit einem heftigen Ruck zu einem neuen einheitlichen Kristall zusammenfließen wie zwei Flüssigkeitstropfen. Neuerdings gelang es Herrn Vorländer bei einem Präparat von Azoxybromzimtsäureester fließende Kristalle in Form langer gerader Säulen mit scharfen Endflächen zu photographieren — Projektion.

Noch auffälliger ist Gattermanns Para-

azoxyphenetol, welches so leicht fließt wie Wasser und ebenso wie dieses freischwebend in kugelförmigen Tropfen auftritt, die aber eine innere Struktur besitzen. Schon bei Betrachtung in gewöhnlichem Licht kann man diese Struktur dadurch erkennen, daß der Tropfen, wenn man in einer bestimmten Richtung, der der Symmetrieachse, hindurchsieht, einen dunkeln Kern im Zentrum zu enthalten scheint, bei Durchsicht quer zur Symmetrieachse dagegen eine bikonvexe Linse — Projektion —. Diese Gebilde existieren in Wirklichkeit nicht, sie werden nur vorgetäuscht durch die Lichtbrechung. Zwei Kristalltropfen in Berührung gebracht fließen zusammen wie zwei Wassertropfen, haben für einige Zeit noch zwei Kerne, zwischen welchen sich ein dritter abweichend gestalteter dunkler Punkt geltend macht — Projektion —; nach und nach wird aber die Struktur vollkommen einheitlich, man sieht dann nur noch einen Kern. Beim Zusammenfließen mehrerer Kristalltropfen, werden die Erscheinungen entsprechend komplizierter — Projektion —.

Im polarisierten Licht verrät sich die Struktur durch den auftretenden Dichroismus, d. h. durch das Erscheinen weißer und gelber Felder — Projektion —, die beim Drehen des Präparats ihre Lage vertauschen. Zwischen gekreuzten Nicols erhält man bei passender Dicke des Präparats schöne Interferenzfarben, ganz wie bei festen Kristallen — Projektion —.

Stört man die Struktur eines polyedrischen oder kugelförmigen flüssigen Kristalls und überläßt ihn sich selbst, so nimmt er alsbald wieder seine normale Struktur an, ein Analogon der Erscheinung, daß z. B. eine Amöbe auch durch beliebige Verzerrungen nicht in einen amorphen Eiweißklumpen verwandelt wird. Das Zusammenfließen zweier Kristalltropfen zu einem einheitlichen Individuum kann als Analogon der Kopulation niederer Lebewesen betrachtet werden. Solche Kopulation zwischen verschieden gearteten Individuen führt auf biologischem Gebiet zur Bastardbildung; auch auf dem Gebiet der flüssigen Kristalle ist Kreuzung möglich, wir erhalten Mischkristalle und, falls die sich mischenden Stoffe erheblich verschieden sind, eigentümliche Strukturstörungen, z. B. Tropfen aus zusammengeschichteten Lamellen, die so fein sein können, daß stärkste Vergrößerung dazu gehört, sie wahrzunehmen — Projektion —. Neuerdings konnte ich sogar Mischkristalle aus zwei fließend-kristallinischen Modifikationen desselben Stoffs, speziell bei F. M. Jaegers Cholesterylcaprinat beobachten, wobei das Mengenverhältnis der beiden Komponenten durch prächtige Farbenerscheinungen zum Ausdruck kommt, die an das Schillern von Schmetterlingsflügeln erinnern.

Höchst merkwürdige Erscheinungen zeigen sich bei Vorländers Paraazoxyzimtsäureäthylester. Unter geeigneten Umständen nehmen hier die flüssigen Kristalle, eigentlich hemimorphe Pyramiden, gewöhnlich mit gerundeten Kanten und Ecken, die Form einseitig abgeplatteter Kugeln an, wie die Bilder — Projektion — schematisch zeigen. Zwei solche Kugeln, in übereinstimmender Stellung kopuliert, geben einen einheitlichen Tropfen; bei abweichender Stellung resultiert ein Tropfen mit zwei Abplattungen (oder mehr, wenn mehr als zwei Tropfen zusammenfließen); treffen sich aber die beiden Komponenten mit den Abplattungsflächen, so bleiben sie einfach aneinander haften, einen Zwilling oder Doppeltropfen bildend, ohne zusammen zu fließen. Auch von selbst können solche entstehen; aus der Abplattungsfläche eines Tropfens kann eine Knospe hervorwachsen — Projektion —, die leicht abfällt, wenn sie gleiche Größe erreicht hat, ein Analogon der Vermehrung durch Knospenbildung bei Lebewesen. Der Doppeltropfen kann sich auch zu einem bakterienartigen Stäbchen oder zu einem sehr langen schlangenförmigen Gebilde ausdehnen — Projektion —, er wächst, wie Organismen, durch eine Art Innenaufnahme, die Dicke bleibt immer gleich, während ein gewöhnlicher Kristall durch Apposition, d. h. Anlagerung der neuen Teilchen auf der Oberfläche, sich vergrößert. Ganz wie Bakterien können solche Stäbchen oder Schlangen vorwärts oder rückwärts kriechen und sich gleichzeitig hin- und herschlängeln, oder um ihre Achse drehen. Das Allermerkwürdigste aber ist, daß sie sich ähnlich wie Bakterien von selbst in zwei oder mehrere Teile teilen können, die nun selbst wieder sich als vollkommene Individuen verhalten und weiterwachsen — Projektion —. Eine besonders schöne Photographie solcher „Kristallwürmer" von Vorländers Paraazoxybromzimtsäureäthylester stellte mir Herr Dr. Siedentopf zur Verfügung — Projektion.[1])

Man sieht, die von der bisherigen Physik und Kristallographie für unmöglich gehaltenen flüssigen Kristalle haben die Zahl der Analogien zwischen Kristallen und Lebewesen beträchtlich erhöht. Befriedigt wird der Anhänger des Monismus ausrufen, wir haben es ja vorausgesagt; eine solche Brücke zwischen Kristallen und Lebewesen mußte notwendig gefunden werden, die Entdeckung bildet eine glänzende Bestätigung

1) Zu meinem Bedauern sind die Einrichtungen in diesem Saal, insbesondere die Verdunkelung, zu unvollkommen, um Ihnen in natura die Erscheinungen vorführen zu können. Die optische Werkstätte C. Zeiß in Jena, deren speziell für diesen Zweck (von Herrn Dr. Siedentopf) konstruierten Apparate sich in der Ausstellung befinden, hat sich übrigens in sehr freundlicher Weise bereit erklärt, die Experimente denjenigen, die sich dafür interessieren, zu geeigneter Zeit vorzuführen, wie in dem Tageblatt bekannt gegeben wird.

unserer Theorie! Mit nichten! wird der Anhänger des Dualismus entgegnen, denn der Umstand, daß zwischen festen und flüssigen Kristallen kontinuierliche Übergänge bestehen, beweist, daß die fraglichen Gebilde nicht wirkliches, sondern nur scheinbares Leben besitzen. Sie sind ein vortrefflicher Beweis für die Richtigkeit unserer Lehre, denn sie zeigen, daß manches, was bisher mangels physikalischer Analogien als Lebensäußerung aufgefaßt wurde, auf rein physikalischen und chemischen Wirkungen beruht. Dadurch wird es möglich sein, die Schwierigkeiten, welche die Annahme einer Seele in jedem auch dem kleinsten Lebewesen bereitete, zu beseitigen, man wird durch weitere Erforschung der neu aufgefundenen Kräfte dahin gelangen können, genau zu präzisieren, welche Wirkungen lediglich durch Kraft und Stoff in toter Materie hervorgebracht werden und wo das eigentliche Leben beginnt.

Wie dieser Streit auch endigen mag, den Physiker wird es freuen, wenn er zu recht gründlicher Untersuchung der Erscheinungen führt, denn von dieser ist wesentliche weitere Aufklärung über die Wirkung der Molekularkräfte und die Molekularkonstitution der Stoffe zu erhoffen.

Was nützt denn das für die Praxis, wird man fragen? Nun, der Physiker sucht nur die Wahrheit. Wohl wird der Arzt vielleicht daraus Nutzen ziehen. Doch es bietet sich noch ein Ausblick nach ganz anderer Richtung! Unsere Wärmemotoren sind äußerst unvollkommen, sie verwandeln die kostbare chemische Energie der Kohle zunächst ganz unnötigerweise in die sehr minderwertige Energie der Wärme. Die Organismen sind darin viel geschickter. Könnten wir ihren Muskelapparat nachahmen, so verschwänden mit einem Schlage die Dampfmaschinen, es würde sich eine neue Maschinentechnik herausbilden, deren Maschinen mit weichen und halbflüssigen Stoffen arbeiten, ja es würde vielleicht gelingen, jenen äußerst leichten und dennoch äußerst ergiebigen Motor zu erfinden, dessen Mangel das größte Hindernis für die bis jetzt so sehnlich und doch vergeblich erhoffte praktische Entwicklung der Flugtechnik bildet.

(Eingegangen 14. September 1906.)

R. Börnstein (Berlin), Der neuerrichtete öffentliche Wetterdienst für Norddeutschland.

Während in Sachsen, Bayern, Württemberg und Baden schon seit mehr als einem Vierteljahrhundert staatlicher Wetterdienst besteht, hat man in Preußen bis in die neueste Zeit unterlassen, dergleichen einzurichten. Erst vor wenigen Jahren und zumeist wohl auf Grund der aus landwirtschaftlichen Kreisen kommenden Anregungen begann man mit Beratungen und Vorarbeiten, welche die Ergebnisse der Wetterkunde für das Gebiet der norddeutschen Staaten praktisch nutzbar machen sollten, und als deren Frucht in diesem Sommer zum erstenmal der „öffentliche Wetterdienst" tätig ist. Indem unser Gebiet so viel später als andere Länder diese Einrichtung erhielt, durfte man hoffen, die anderwärts gewonnenen Erfahrungen hier von vornherein auszunutzen. In der Tat ist eine wesentliche Neuerung zur Ausführung gekommen. Denn bisher pflegte man als Hauptaufgabe des Wetterdienstes die Versorgung der landwirtschaftlichen und industriellen Bevölkerung mit täglichen Wettervorhersagen anzusehen; die meteorologische Landesanstalt empfing von der Hamburger Seewarte telegraphische Nachrichten über die Morgenbeobachtungen zahlreicher europäischer Stationen, entnahm daraus das mutmaßliche Wetter des folgenden Tages und verbreitete diese lediglich vermutete Prognose mittels Post und Telegraph. Gedruckte Wetterkarten wurden zwar auch an mehreren Stellen ausgegeben, aber meist zu so vorgeschrittener Tageszeit, daß sie als Ergänzung der Prognose nicht mehr in Betracht kamen und nur zu wissenschaftlichen Zwecken dienten. Im Gegensatz hierzu legt der neue Dienst gerade den Hauptwert auf die tunlichst rasche und billige Verbreitung der täglichen Wetterkarten, weil anders als bei der bloß vermuteten Prognose auf der Karte tatsächliche Beobachtungen aus ganz Europa enthalten sind, und dem Empfänger also die Möglichkeit gegeben ist, selbst die allgemeine Wetterlage zu verfolgen und aus ihr in Verbindung mit den eigenen Beobachtungen die bevorstehende Witterung herzuleiten. Diese Auffassung bildet die charakteristische Grundlage des neuen Wetterdienstes; sein Gelingen setzt demnach als notwendige Bedingung voraus, daß die Empfänger der Karten diese zu deuten vermögen.

Zur Ausführung des Dienstes ist das ganze Gebiet in neun Bezirke geteilt, deren jeder eine „Dienststelle" enthält und einem „Dienstleiter" zugewiesen ist. Die Dienststellen befinden sich in Aachen, Berlin, Breslau, Bromberg, Hamburg, Ilmenau, Königsberg, Magdeburg und Weilburg. Täglich empfangen sie durch Depeschen und Postkarten das Nachrichtenmaterial, welches ihnen die ständige Verfolgung der allgemeinen wie der örtlichen Wetterlage ermöglicht, und versenden innerhalb ihrer Bezirke Wetterkarten und Prognosen. Die ersteren enthalten eine vorgedruckte Karte von Europa, auf welcher mittels international vereinbarter Zeichen das Wetter von 8 Uhr früh dargestellt wird, außerdem in Worten eine Übersicht der Wetterlage und eine Prognose samt deren

kurzer Begründung. Ein sehr einfaches Druckverfahren ermöglicht diese Karten so rasch herzustellen, daß sie von 11 Uhr vormittags an bereits mit den von der Dienststelle abgehenden Bahnzügen versandt werden können. Der Bezugspreis von nur 0,50 M. (außerdem 0,14 M. Postbestellgeld) monatlich hat jedenfalls die Verbreitung wesentlich gefördert, so daß im Hochsommer täglich insgesamt gegen 10000 Exemplare zur Versendung kamen. Leider gelang es nicht, alle diese Karten noch im Laufe desjenigen Tages, dessen Wetter sie darstellen, in die Hände der Empfänger zu liefern, doch ist trotz mancher ungünstigen Verkehrsverhältnisse mindestens für die Hälfte der ausgegebenen Karten schon jetzt dies Ziel erreicht.

Außer der Karte geben die Dienststellen im Sommer täglich eine Prognose aus, welche von 9 Uhr abends bis zum Abend des folgenden Tages gilt. Sie wird spätestens um 11 Uhr vormittags dem Telegraphenamt mitgeteilt, von diesem sogleich an alle Telegraphenstationen des Bezirks weitergegeben und dort kurz vor 12 Uhr öffentlich angeschlagen.

Wie bereits erwähnt, ist es zum Erfolg dieses Wetterdienstes durchaus notwendig, daß in der Bevölkerung, und namentlich auf dem Lande, einige Kenntnis meteorologischer Dinge verbreitet werde. Darum ist es den Dienstleitern ausdrücklich zur Pflicht gemacht, durch Vorträge und Besprechungen über die Arbeitsweise des Wetterdienstes und über die Grenzen seiner Leistungsfähigkeit nach Kräften aufklärend zu wirken. Dem gleichen Zweck dient der „Berliner Wetterkursus", welcher auf Antrag des Vortragenden und unter seiner Leitung bereits seit 1900 alljährlich an der Landwirtschaftlichen Hochschule stattfindet. Vom Königlichen Landwirtschaftsministerium werden dazu jedesmal 15—20 Teilnehmer auf 14 Tage nach Berlin berufen, größtenteils Lehrer landwirtschaftlicher Unterrichtsanstalten, daneben auch gelegentlich Volksschullehrer. Sie werden mit den theoretischen Grundlagen und der praktischen Ausübung des Wetterdienstes so weit bekannt gemacht, daß sie auf Grund der gewonnenen Kenntnisse selbständig fortarbeiten und der Meteorologie in der Schule die gebührende Beachtung verschaffen können.

Der hier geschilderte Wetterdienst ist vom Königlich Preußischen Ministerium für Landwirtschaft eingerichtet und steht unter dessen Oberleitung.

(Eingegangen 9. Oktober 1906.)

R. Börnstein (Berlin), **Physikalische Unterrichtsübungen.**

Die nachgerade an allen Hochschulen eingeführten physikalischen Übungen sind beinahe ausnahmslos darauf gerichtet, die Teilnehmer mit den Apparaten und Methoden des exakten Messens bekannt zu machen. Wer aber später als Lehrer tätig sein und also die im Schuldienst gebrauchten Unterrichtsversuche beherrschen soll, findet bei den Meßübungen nur eine unvollständige Vorbereitung. In dieser Erwägung habe ich seit zwei Jahren in Berlin Unterrichtsübungen durchgeführt, deren Inhalt ausschließlich durch Vorbereitung und Ausführung von Demonstrationsversuchen gebildet wird. Die Übungen finden wöchentlich an einem Nachmittage statt und dauern je vier Stunden. Dem einzelnen Teilnehmer wird jedesmal ein begrenztes Gebiet physikalischer Erscheinungen zugewiesen und er erhält die nötigen Apparate samt Anweisung zur Ausführung der entsprechenden Versuche. Beispiele der behandelten Aufgaben sind: Parallelogramm der Kräfte; hydrostatischer Druck; Luftdruck; Kapillarität; Schallerzeugung; Interferenz; thermische Ausdehnung; Wärmeleitung und -strahlung; Sieden und Verdampfen; Lichtbrechung; Spektrum; Beugung; Polarisation; Elektrostatik; Kraftlinien; Induktion, Elektrolyse; Hertzsche Strahlen usw. Wo sich das Bedürfnis zeigt, erhalten die Teilnehmer Unterweisung in den für gelegentliche Selbsthilfe nötigen Fertigkeiten, wie Glasblasen, Löten, Drehen und dergl. Nachdem drei Stunden mit solchen Übungen zugebracht sind, wird die vierte durch einen Experimentalvortrag ausgefüllt, den einer der Teilnehmer in Gegenwart der übrigen über eine von ihm bearbeitete Aufgabe hält. Die Verabredung des Vortrages geschieht mindestens zwei Wochen vorher, damit der Vortragende Zeit zu ruhiger Überlegung hat; er bereitet im Hörsal seine Versuche selbständig vor und kann dafür Verdunkelung, Projektionslampe, elektrischen Anschluß usw. benutzen. Dem Vortrage folgt eine Besprechung in der bei Seminarübungen herkömmlichen Form.

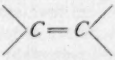
Ich hoffe durch diese Unterweisung die Teilnehmer dahin zu bringen, daß ihnen in ihrer späteren Berufsarbeit die sichere Beherrschung der experimentellen Einzelheiten ohne erhebliche Schwierigkeit gelingt.

(Eingegangen 9. Oktober 1906.)

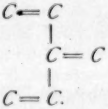
Hugo Kauffmann (Stuttgart), **Farbe und chemische Konstitution.**

In diesem Jahre feierte die Teerfarbenindustrie das Jubiläum ihres fünfzigjährigen Bestehens. In einem verhältnismäßig kurzen Zeitraum hat sie uns mit einer Fülle und einer Mannigfaltigkeit von Stoffen überschüttet, deren erste und wichtigste Eigenschaft ist, farbig zu sein. Die Frage nach dem Ursprung der Farbe

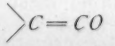
wurde schon bald aufgeworfen und man bemerkte, daß das Auftreten von Farbe an das Vorhandensein bestimmter Atomgruppen geknüpft ist. Witt, der einige solche Gruppen erstmals genauer erkannte, nannte sie im Jahre 1876 Chromophore. Ein sehr wirksames Chromophor ist z. B. die Nitrosogruppe *NO*, die, in Kohlenwasserstoffe eingeführt, blaue bis grüne Farbe hervorruft. Das Carbonyl *CO* ist viel schwächer und macht sich meist erst dann bemerkbar, wenn es zweimal vorhanden ist. Ein Chromophor von besonderem Interesse bildet die Äthylenbindung



Die Mehrzahl der ungesättigten Kohlenwasserstoffe enthält eine oder mehrere solcher Bindungen, Farbe tritt aber erst dann auf, wenn sie sich mindestens dreimal vorfinden und auch dann nur bei folgender Anordnung.

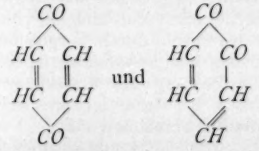


Die Wirksamkeit der Äthylenbindungen steht mit ihrem chemischen Charakter im Zusammenhang und im allgemeinen hat die Regel Geltung, daß diejenigen Äthylenbindungen, welche als Chromophore tätig sind, zugleich sich auch durch große Reaktionsfähigkeit auszeichnen. Kombiniert mit Carbonyl ergeben die Äthylenbindungen neue, oft sehr wirksame Chromophore, z. B. bei den von Staudinger entdeckten Ketenen, für welche die Gruppierung

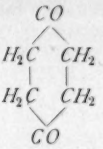


charakteristisch ist. Ein die Farbe auffallend begünstigendes Moment bildet der ringförmige Zusammenschluß der Chromophore, wofür insbesondere die von Stobbe dargestellten Fulgide einen schönen Beleg bieten.

Ein ringförmiger Zusammenschluß von Wichtigkeit hat sich in den Chinonen, den Urtypen farbiger aromatischer Verbindungen vollzogen. v. Kostanecki und Haller haben zum ersten Male darauf hingewiesen, daß die Chinone



sich aus vier Chromophoren aufbauen, nämlich außer den beiden Carbonylen noch aus zwei Äthylenbindungen. Daß die letzteren stark mitbeteiligt sind, läßt sich exakt beweisen; denn ersetzt man diese Bindungen durch einfache Kohlenstoffbindungen, so gelangt man zum Diketohexamethylen



einer vollständig weißen Substanz. Metachinone lassen sich strukturchemisch aus Carbonylen und zwei Äthylenbindungen nicht zusammenfügen und sind daher, wenn überhaupt möglich, höchstwahrscheinlich gar nicht durch Farbe ausgezeichnet.

Die Chemie verfügt im großen Ganzen über drei Mittel zur Verstärkung der Farbe eines Chromogens, d. h. eines Chromophore enthaltenden Stoffes.

Das erste Mittel besteht darin, daß man weitere Chromophore in das Chromogen einfügt, wobei aber zu beachten ist, daß die Wirkung keineswegs eine additive ist.

Das zweite Mittel wird durch die Salzbildung geboten; im einfachsten Falle addiert ein basisches Chromophor, wie etwa $>C=N$-Säure und verstärkt dadurch seine farbgebende Eigenschaft. In anderen Fällen wird erst durch die Salzbildung das Chromophor erzeugt, wie z. B. bei den Triphenylmethanfarbstoffen, deren chinoide Struktur jetzt dank den umfassenden Untersuchungen Baeyers sicher erwiesen ist. Die Halochromie dagegen ist noch in den wenigsten Fällen aufgeklärt. Auch ist die Annahme Baeyers, daß sie mit ionisierbaren Valenzen, die zugleich chromophor seien, zusammenhänge, nach den Darlegungen Hantzschs nicht einwandfrei.

Das dritte Mittel besteht in der Einführung eines Auxochroms, d. h. einer Gruppe, die, ohne ein Chromophor zu sein, die Farbe in hohem Maße beeinflussen kann. Die Auxochrome entfalten ihre volle Wirksamkeit zumeist erst dann, wenn zwischen sie und den Chromophoren ein Benzol- oder ein ähnlicher Ring eingeschoben ist. Hantzsch hat Nitrokörper näher untersucht und die Ansicht ausgesprochen, daß durch den Eintritt eines Auxochroms die Umlagerungen zu einem chinoiden Stoff ermöglicht werde und daß die auxochromhaltigen farbigen Nitroderivate des Benzols, speziell die Nitrophenolsalze, chinoid seien. Gegen diese Ansicht spricht der Umstand, daß das *m*-Nitrophenol sich wie die *o*- und *p*-Isomeren verhält, daß also das Salz dieser *m*-Verbindung chinoid sein müßte. — Berücksichtigt man den großen Einfluß, den Auxochrome auch bei farblosen

Stoffen aufweisen, und zieht ferner die Theorie der Partialvalenzen, die als Konsequenz der Elektronenlehre sehr viel innere Wahrscheinlichkeit hat, herein, so stößt man auf eine etwas abweichende Auffassung. Das *p*-Nitranilin z. B. erhält eine Formel wie

die ohne eine Spur von Umlagerung anzudeuten eine große Ähnlichkeit mit der Chinonformel besitzt. Der Benzolring erscheint in einem mittleren Zustand, der noch sehr ähnlich dem des Benzols ist, aber doch schon dem der Chinone näher tritt; diese Auffassung wird durch die schönen Versuche Balys aufs beste bestätigt.

Zusammenfassend kann man aussprechen, daß die Valenzen, ihre Natur und ihre Verteilung die wichtigsten Faktoren beim Zustandekommen der Farbe sind.

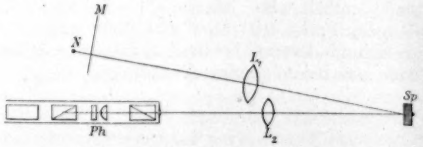
(Eingegangen 8. September 1906.)

Wolf J. Müller (Mülhausen, E.)[1] und J. Königsberger, Optische und elektrische Messungen an der Grenzschicht Metall-Elektrolyt. Vorgetragen von W. J. Müller.

Meine Herren! Den Anlaß zu der Reihe von Versuchen, über die ich im Zusammenhang berichten will, gab die Frage nach der Existenz einer Oxydhaut auf passiven Metallen. Um einen allgemeinen Überblick zu gewinnen, untersuchten wir eine größere Reihe von Metallen optisch und elektrisch, die Resultate werden im folgenden so wiedergegeben, daß ich zunächst die von uns angewandten Methoden, dann die Meßergebnisse in den verschiedenen einzelnen Fällen wiedergebe, zum Schluß folgt eine Zusammenfassung der gewonnenen Resultate.

Versuchsanordnung der optischen Messung.

Zur Bestimmung und Vergleichung des Reflexionsvermögens werde ein Mikrophotometer verwandt, welches wie das von H. Wild für die Photometrie großer Flächen konstruierte die Savartschen Streifen als photometrisches Kriterium benutzt. Mit diesem läßt sich erstens eine sehr hohe Genauigkeit erreichen, zweitens sind wegen seiner ziemlich großen Apertur die Justierungsfehler sehr klein. Letzteres ist gerade bei Reflexionsmessungen äußerst wichtig; wir konnten uns überzeugen, daß mit einem Photometer nach König, dessen Linsen ziemlich kleine Aperturen haben, es fast unmöglich ist nach neuer Aufstellung mit der früheren übereinstimmende Resultate zu erhalten. Die Anordnung zur Reflexionsmessung soll a. O. ausführlicher beschrieben werden; die beigefügte Zeichnung kann sie ungefähr veranschaulichen.



N Lichtquelle (Nernstlampe), *M* Mattscheibe, L_1 Linse, L_2 Projektionslinse, *Ph* Photometer, *Sp* Spiegel.

Für unsere Versuche war es notwendig, zwei Spiegel in einer Flüssigkeit zu vergleichen. Es wäre nicht günstig, einen Spiegel innerhalb und einen außerhalb der Flüssigkeit zu untersuchen, weil dadurch schon von vornherein Differenzen von mehr als 10 Proz. im Reflexionsvermögen auftreten.[1])

Noch weniger geeignet ist es, einen Spiegel zuerst einzutauchen, entsprechend elektrisch zu behandeln und dann zu trocknen. Deshalb werden beide Spiegel dicht übereinander angebracht. Sie werden aus demselben Stück geschnitten, auf einer Glasplatte aufgekittet und zusammen geschliffen und poliert. Man erspart dadurch erstens das gegenseitige Justieren und zweitens, was das Wichtigste ist, vergleicht man zwei ganz gleich behandelte Materialien miteinander.

Die Poliermethode soll später eingehend beschrieben werden; das ist der mühsamste Teil der Arbeit, weil eine vorzügliche Oberfläche Voraussetzung genauer Messung ist, und nur Poliermittel angewandt werden dürfen, die die Oberfläche nicht verunreinigen; von letzterem haben wir uns sowohl durch Vergleichung natürlicher Flächen mit anpolierten überzeugt, als auch durch Messung des Reflexionsvermögens an Substanzen, bei denen letzteres sich aus dem Brechungsindex berechnen läßt.

Die beiden Spiegel konnten in einem Nickeltrog, der innen mit Paraffin überzogen war und

1) Wolf J. Müller und J. Königsberger. Über das Reflexionsvermögen von passivem Eisen. Diese Zeitschr. **5**, 413, 1904. Dieselben, Über das R.V. von aktivem und passivem Eisen. L. c. 797. 1904. Dieselben, Über die Größe der kleinsten optisch und elektromotorisch wirksamen Schicht von Bleisuperoxyd. L. c. 847. 1905. Dieselben, Über kleinste Schichtdicken und Molekulardurchmesser. L. c. 849. 1905.

1) J. Königsberger, Zeitschr. f. Instr. **22**, März 1902.

an der einen Seite eine planparallele Glasplatte trug, zu dieser Glasplatte parallel justiert werden. Die beiden Spiegel zeigen sowohl in Luft wie in Flüssigkeit ein Reflexionsvermögen, das bis auf etwa 1 Proz. identisch ist, was zeigt, daß zufällige chemische Änderungen nicht vorkommen.

Je besser die Spiegel poliert sind, um so genauer läßt sich die vergleichende Messung ausführen; manchmal auf 0,2 Proz., zuweilen aber auch nur auf 0,6 Proz. genau.

Die Spiegel waren durch ein dünnes Glimmerblatt voneinander isoliert; an jeden war ein Zuleitungsdraht angelötet.

Die Beobachtung geschah mit natürlichem Licht bei nahezu senkrechter Incidenz, und konnte durch spektrale Zerlegung für verschiedene Wellenlängen vorgenommen werden. Meist wurde $\lambda = 589\,\mu\mu$ verwandt.

Diese Methode ist wohl die geeignetste zur Feststellung von Oberflächenschichten und zur Beobachtung in Flüssigkeiten. Die Jamin-Quinckesche Methode der Bestimmung von Haupteinfallswinkeln und Hauptazimut kann zwar manchmal genauere Werte ergeben, die Resultate werden aber in viel stärkerem Maß von Korrosion der Oberfläche durch physikalische oder chemische Einwirkungen beeinflußt. Daß Auftreten von Oberflächenschichten mit äußerst geringer Dicke durch Änderung der Reflexion bei senkrechter Incidenz nachweisbar sind, läßt sich sowohl theoretisch rechnerisch wie direkt experimentell (vgl. die folgenden Versuche über Bleisuperoxyd) zeigen.

Eine stets vorhandene Oberflächenschicht ist natürlich nach keiner bekannten Methode wahrzunehmen.[1])

Versuchsanordnung für die elektrischen Messungen.[2])

Zu messen war das Potential des Spiegels bei verschiedenen Beladungen, eventuell auch die Polarisationsspannungen, gegen eine gut definierte Normalelektrode. Als Normalelektrode wurde Platin in $n \cdot H_2SO_4$, mit CrO_3 gesättigt, verwandt, diese Elektrode hat sich bei allen Messungen gut konstant gezeigt. Die Verbindung des Versuchsgefäßes mit der Normalelektrode geschah in bekannter Weise mittels eines Hebers, der mit dem gelatinierten Elektrolyten gefüllt war, dieser tauchte in ein Becherglas, das mit den gleichen Elektrolyten enthielt, von hier führte ein mit Glaswolle verstopfter Heber zu der Normalelektrode. Zur Messung des Potentials wurde ein Quadrantelektrometer verwendet, der Ausschlag für ein Normalclarkelement wurde häufig kontrolliert, die Ausschläge waren im Bereich von $\pm$ 3 Volt streng proportional. Gleichzeitig konnte der Spiegel in einen Stromkreis eingeschaltet werden, der aus 3 Akkumulatoren, Stöpselrheostaten von 111111 Ohm bestand, die Stromstärke wurde an einem Siemensschen Milliamperemeter abgelesen, kleinere als 1 MA. wurden aus Spannung und Widerstand berechnet.

1) vgl. P. Drude, Wied. Ann. **36**, 878 ff., 1889.

2) vgl. Wolf J. Müller, Zeitschr. f. Elektrochemie 1905, p. 755.

Vergleichung der optischen und elektromotorischen Wirksamkeit meßbarer dünner Schichten.

1. Bleisuperoxydschichten.

Durch Einwirken des elektrolytisch ausgeschiedenen Sauerstoffs auf eine möglichst wenig saure Lösung von Bleiacetat erhält man bei ungleichmäßiger Stromdichte bekanntlich die Nobilischen Ringe, Interferenzstreifen hervorgerufen durch Reflexion an der Vorder- und Rückseite der dünnen, praktisch durchsichtigen, kontinuierlichen Bleisuperoxydschicht. Läßt man die Schicht sich gleichmäßig planparallel auf einer Platiniridiumplatte abscheiden und mißt die hierdurch hervorgebrachte Änderung des Reflexionsvermögens der Platiniridiumplatte durch Vergleichung mit einer zweiten in der gleichen Flüssigkeit befindlichen, unverändert gelassenen Platte, so kann man bei sehr kleinen Mengen von Bleisuperoxyd eine Änderung des Reflexionsvermögens beobachten. Da die beiden Platinplatten vor der Elektrolyse etwa 20 Min. in der Lösung standen, konnten bis dahin etwaige Unterschiede des elektromotorischen Verhaltens und dadurch bedingte optische Änderungen sich einstellen. Wir haben indes bei den 2 mm dicken, gemeinschaftlich polierten und dann sehr gut gereinigten Platten irgendwelche Änderungen nicht wahrnehmen können.

Bei Einwirken einer Stromstärke von etwa $6{,}25 \cdot 10^{-5}$ Amp. erhält man nach 10 Sekunden für $\lambda = 0{,}51\,\mu$[1]) die sicher wahrnehmbare Änderung von 0,5 Proz. der ursprünglichen Reflexion. Nach dem Faradayschen Gesetz ist die Menge gleich $7{,}8 \cdot 10^{-4}$ mgr.

Wir haben 1. durch Messung der Interferenzfarben bei größeren Dicken, da wir Dichte und Brechungsindex[2]) der Schicht bestimmen konnten, sowie 2. durch Reduktionsversuche bei dünnster Schicht mit gleichzeitiger photometrischer Messung uns davon überzeugt, daß auch bei ganz dünnen Schichten das Faradaysche Gesetz quantitativ auf etwa 5 Proz. gilt.

1) Für $\lambda = 0{,}59\,\mu$ ist die Änderung kleiner, etwa nur 0,2 Proz., entsprechend der gelbbraunen Färbung der ersten Schicht. Für das Auge wird diese Farbe, die durch die Dispersion des Phasensprunges am Metall verursacht ist, erst bei einer Schichtdicke von etwa 3 $\mu\mu$ merklich.

2) Der Brechungsindex $nD = 2{,}2$.

Die obige Menge dürfte also auf mindestens 10 Proz. richtig berechnet sein. Die Dichte einer dünnen Schicht wurde durch Wägung gleich 9,3 gefunden.

Diese und größere Mengen werden bei geeigneter Stellung der Elektroden gleichmäßig auf der Fläche von 1 qcm Platiniridium ausgeschieden. Nimmt man dagegen die halbe Stromstärke ebenfalls 10 Sek. lang, so ändert sich die gerade im Gesichtsfeld des Photometers befindliche Stelle der Platinplatte manchmal um 0,5 Proz., manchmal aber auch nicht merklich. Bei diesen geringen Dicken tritt offenbar ungleichmäßige Abscheidung auf. Eine Auflösung von niedergeschlagenem Bleisuperoxyd in der gesättigten möglichst neutralen Bleiacetatlösung war nicht zu beobachten, da die Änderung des Reflexionsvermögens nach Auflösen der Elektrolyse nicht zurückging und nur durch Spülen mit HNO_3 zu beseitigen war.

Aus der sicher wahrnehmbaren Menge von $7{,}8 \cdot 10^{-4}$ mgr folgt für 1 qcm und die Dichte von 9,3 eine Schichtdicke von 0,84 $\mu\mu$.

Die Gründe, welche für Kohärenz dieser Schicht sprechen, sind folgende:

1. Bei größerer Dicke läßt sich die Schicht als kohärente Schicht ablösen.

2. Die Schicht zeigt bei der Minimaldicke keine Diffusion des Lichtes, wie es bei gleicher Dicke die kristallinischen Substanzen, Silber, Zink usw. oder auch feine niedergeschlagene Pulver tun; sie ist vielmehr, seitlich von der Lichtrichtung gesehen, tiefschwarz.

3. In größerer Dicke zeigt die Bleisuperoxydschicht Interferenzfarben und schließlich ein Reflexionsvermögen der Vorderfläche, das mit dem aus dem Brechungsindex berechneten stimmt. Ihre Dichte muß aber bis auf wenige Proz. mit der des gewöhnlichen Bleisuperoxyds stimmen.

4. Infolge der hohen elektromotorischen Gegenkraft müssen sich die Ionen zunächst an den unbedeckten Teilen der Platinelektrode abscheiden, da bei dem amorphen glasartigen Bleisuperoxyd nicht, wie bei Silber oder Zink, eine Kristallisationskraft entgegenwirkt. Andrerseits ist wegen der geringen Ionengeschwindigkeit im Gegensatz zur kathodischen Zerstäubung ein regelmäßiges Aneinanderlagern der Moleküle (wie es dem Zusammenschmelzen des Glases usw. entspricht) wahrscheinlich.

Für Kohärenz spricht ferner, daß die Schicht bei etwa 6 $\mu\mu$ eine gleichmäßige gelbbraune Färbung, der Dispersion des Phasensprungs am Metall entsprechend und bei größerer Dicke die Interferenzfarben sehr schön gleichmäßig zeigt. Auch läßt sich die Schicht, wenn sie etwa $^1/_{30}$ mm dick ist, als Ganzes ablösen. Sie zeigt ein Reflexionsvermögen, das mit dem aus dem Brechungsindex berechneten übereinstimmt. Die Oberfläche ist also eine theoretisch spiegelnde und daher kontinuierlich.

Das Anwachsen der Schicht von der Minimaldicke 0,84 $\mu\mu$ ab bewirkt zunächst, wie aus folgenden Versuchen hervorgeht:

Tabelle

d in $\mu\mu$	R / R'
0,00	1,000
0,84	1,005
1,68	1,011
2,52	1,016
3,35	1,023
4,20	1,029

eine proportionale Änderung des Reflexionsvermögens des Spiegels, nämlich jeweils eine Abnahme um 0,5—0,6 Proz. für $6{,}25 \cdot 10^{-5}$ Amp. und je 10 Sek. Später nach etwa 50 Sek. nimmt die Verschlechterung rascher zu, bis sie bei sehr großen Dicken von $^1/_{20}$ und mehr mm sich dem Werte für die Reflexion des Bleisuperoxyds = 15 Proz. nähert; das Platiniridium reflektiert ursprünglich etwa 61 Proz. für $\lambda = 0{,}51\ \mu$. Durch konzentrierte Salpetersäure kann die Schicht leicht entfernt werden, die Platiniridiumspiegel bleiben auf $\pm$ 0,2 Proz. ungeändert.

Aus diesen Versuchen geht klar hervor, daß mit unserer Methode Oberflächenschichten von äußerst geringer Dicke (0,8 $\mu\mu$) wahrgenommen werden können.

Diese Dicke ist, wie an anderem Orte gezeigt wurde, wahrscheinlich gleich dem einfachen bezw. doppelten Molekulardurchmesser des PbO_2.

Wir haben auch die elektromotorische Kraft der dünnen Bleisuperoxydschichten mit dem Quadrantelektrometer gemessen. Die Anordnung war die oben beschriebene.

Bei einer Schichtdicke d des Bleisuperoxyds war die elektromotorische Kraft e der einen Platiniridiumelektrode in Bleiacetat gegen die Normalelektrode (Platin in konzentrierter Chromsäure) und daraus berechnet die elektromotorische Kraft e' des Bleisuperoxyds:

d in $\mu\mu$	e in Volt	e' in Volt
0	1,07	0
0,84	0,81	0,26
1,68	0,67	0,40
2,52	0,54	0,53
4,20	0,47	0,60
5,04	0,47	0,60

Es ergeben sich bei Wiederholung und Abänderung der Versuche stets auf etwa $\pm$ 3 Proz. dieselben Zahlen.

Die elektromotorische Kraft Bleisuperoxyd in Bleiacetat gegen Platin ist = 0,60, die von

Platin in Bleiacetat gegen Blei = 0,71, demnach Blei gegen Bleisuperoxyd in Bleiacetat konzentriert bei $17^0 = 1{,}31$. Die elektromotorische Gegenkraft während der Elektrolyse ist wegen der Sauerstoffüberspannung um etwa 0,2 Volt höher; diese tritt selbstverständlich momentan auch bei der kleinsten Stromstärke auf.[1])

Hieraus folgt, daß die elektromotorische Kraft des Oxyds ihren vollen konstanten und dauernden Wert erst bei einer Schichtdicke von 4,2 $\mu\mu$ erreicht, die optisch leicht wahrnehmbar ist. In noch größerem Maße muß dies bei den Oxyden des Eisens, Chroms etc. der Fall sein, da diese Oxyde Brechungsexponenten größer als 3 und stärkere Absorption besitzen. Ihr optischer Einfluß ist demnach viel stärker als bei Bleisuperoxyd, während umgekehrt ihre elektromotorische Wirkung schwächer ist.

2. Silber- und Zinkschichten.

Bekanntlich hat Oberbeck[2]) die minimale Schichtdicke festzustellen gesucht, bei welcher sich das Potential von Silber, Zink etc. gerade geltend macht. Er maß zuerst die Spannung zweier Platinplatten in der betr. Lösung gegeneinander, und beobachtete deren Änderung durch elektrolytische Abscheidung oder durch quantitative Auflösung einer bestimmten auf der Platinplatte abgeschiedenen Menge. Abgesehen davon, daß diese Bestimmung aus einer Differenz nicht sehr genau ist, gibt das Resultat in Wirklichkeit keinen Aufschluß über die Schichtdicke. Man kann daraus nur ersehen, welches die Grenzmenge ist, die auf Platinplatten gegebenen Flächeninhalts das der Substanz zukommende Potential hervorruft. Wir haben nämlich direkt optisch feststellen können, daß zwar solche Mengen, wie sie Oberbeck angibt, tatsächlich als Überzug abgeschieden werden, aber daß auch dieser Überzug nicht kontinuierlich ist. Scheidet man aus einer Lösung von Silbernitratcyankali eine Silbermenge ab, die sich nach dem Faradayschen Gesetz zu etwa $3{,}3 \cdot 10^{-4}$ mgr pro qcm berechnet, so nimmt man sofort photometrisch eine Verschlechterung des Reflexionsvermögens wahr. Beobachtet man mit freiem Auge in der Richtung senkrecht zum einfallenden Lichtstrahl, also nahezu parallel der Spiegelebene, so erscheint der Spiegel zunächst, wenn er vollkommen auspoliert war, tiefschwarz. Sowie dann irgendwelche Substanzen sich nicht eben der Spiegelebene parallel in kontinuierlicher Schicht absetzen, ist sofort eine Aufhellung bemerkbar. Das entspricht der Toeplerschen Schlierenmethode. Eine derartige Aufhellung ist bei Abscheidung von $3{,}3 \cdot 10^{-4}$ mgr Silber per qcm schon deutlich wahrzunehmen.

Bei diesen Niederschlägen übertrifft offenbar die Kristallisationskraft die elektromotorische Gegenkraft, so daß nicht, wie Oberbeck meinte, eine gleichmäßige Verteilung zustande kommt. Gleichwohl nimmt die Platte in nicht meßbarer, sehr kurzer Zeit das Silberpotential an. Bei Verwendung der oben angegebenen Lösung zeigte die Platiniridiumplatte, nach dem Eintauchen ein Potential von 0,97 Volt. Bei einer Stromstärke von 0,05 MA stellte sich sofort das Potential von 1,52 Volt ein, bei längerer Einwirkung ging es bis 1,68, dann nach Abstellen des Stromes langsam zurück auf 1,01. 1 MA gab 1,56 Volt. Es stellt sich demnach das Silberpotential in diesen Lösungen schon bei oder unter den optisch wahrnehmbaren Mengen ein.

Während das aus Nitratlösungen abgeschiedene Silber auch in kleinsten Mengen sich nicht wieder löst und der Platte das Potential dauernd aufdrückt, geht das Silber in der cyankalischen Lösung langsam in Lösung, wie der oben erwähnte Rückgang des Potentials beweist.

Ähnlich wie Silber verhält sich Zink, das nach der Vorschrift von Oberbeck aus einer fast neutralen Lösung von Zinksulfat abgeschieden wird. Die Abscheidung ist hier jedoch unregelmäßiger, manchmal bleibt sie aus, tritt sie ein, so bedeckt die Grenzmenge von $4 \cdot 10^{-4}$ mgr nur etwa $^1/_4$ der Platte, häufig tritt aber bei sehr kleinen Stromstärken nur Wasserstoffentwickelung ein, was sich optisch durch Blankbleiben der Platte, elektromotorisch durch Eintreten des H-Potentials 1,45 statt des Zinkpotentials 2,22 Volt bemerkbar macht. Alle Potentiale stellen sich momentan ein.

Man kann also aus der elektromotorischen Kraft keine Schlüsse auf Schichtdicken ziehen, sondern nur die Grenzmengen feststellen, die genügen, der Platiniridiumplatte ein anderes Potential aufzudrücken.

Es ist bemerkenswert, daß diese für die reinen Metalle sehr klein sind, etwa $2-4 \cdot 10^{-4}$ mgr pro cm^2 und gleichmäßige Verteilung nicht erforderlich ist, während für Bleisuperoxyd trotz kontinuierlicher Bedeckung erst bei zehn-

1) Anmerkung bei der Korrektur. Erst nachträglich bemerkte ich, daß schon Schreber (Wied. Ann. **36**, 662) die Grenze des raschen Potentialabfalles von PbO_2 auf Pt bei einer Schichtdicke von 4,8 $\mu\mu$ findet, womit unsere Resultate, gut übereinstimmen. Der Grund für das rasche Absinken kann übrigens in Auflösungserscheinungen liegen, was aus folgendem Versuch hervorgeht. Bedeckt man die Pt-Platte mit einer Schicht von 5—6 $\mu\mu$ und läßt sie mehrere Stunden (über Nacht) in der Bleiacetatlösung stehen, so geht das PtO_2-Potential (0,44) auf das Pt-Potential in der Gärung (1,07) zurück. Dies zeigt, daß eine, wenn auch langsame Auflösung des PbO_2 stattfindet, die optisch bei den lang dauernden Versuchen noch nicht bemerkt wird; wohl aber bei sehr dünnen Schichten die Einstellung eines Mittelpotentials, das sich dann nur noch langsam ändert, bewirken kann.

2) A. Oberbeck, Wied. Ann. **31**, 337, 1887.

mal größerer Menge das Potential des Bleisuperoxyds seinen vollen Wert erreicht.

Kupfer.

In den folgenden Versuchen wollten wir prüfen, ob Kupferschichten auf Platin unter bestimmten Umständen niedergeschlagen werden und wie es sich mit der Haltbarkeit dieser Schichten verhält. Wir wählten ähnliche Lösungen, die Herr Franz Fischer[1]) bei seinen interessanten Versuchen über die chemische Übertragbarkeit der Metallpotentiale verwandt hat. In einer konzentrierten 10proz. Kuprisulfatlösung wurden Kupferspäne eingetragen. Nach 2 Tagen wurde, während Kohlensäure durchströmte, die eine Platinplatte mit 0,1 Volt anodisch polarisiert, die andere dagegen isoliert. Hierbei trat keine Änderung des Reflexionsvermögens von mehr als 0.2 Proz. ein. Wäre die Kupferschicht auch nur einige $\mu\mu$ dick gewesen, so hätten wir eine weit stärkere Änderung bemerken müssen.

In der gleichen Lösung schlägt sich in kurzen Zeiten (unter 20 Sek.) Kupfer nur bei Stromdichten über 0,002 Amp. pro qcm nieder; bei kleineren Dichten tritt Gasabscheidung auf; eine niedergeschlagene Schicht löst sich sofort wieder auf. Das Kupferpotential in solchen Lösungen kommt also nicht dadurch zustande, daß sich eine Platin-, Kupfer- und schließlich reine Kupferelektrode bildet; die Ursache kann, wie unsere Versuche zeigen, nicht in einer Metallschicht gesucht werden.

Wir haben auch noch die elektrolytische Ausscheidung von Kupfer in einer ammoniakalischen mit Alkohol versetzten Kupfersulfatlösung studiert. Sehr dünne Schichten von weniger als 20 $\mu\mu$ Dicke lösen sich stets sehr leicht auf, und insofern gilt für diese scheinbar das Faradaysche Gesetz nicht; man erhält nie konstante Resultate. Nur wenn die Lösung sehr verdünnt ist und alle Diffusionsströmungen vermieden werden, ist eine so dünne Schicht in Lösung haltbar. Schon die dünnste schwachgelbliche Schicht verschlechtert die Reflexion um 6—11 Proz. Die Schicht ist vollkommen kohärent und bewirkt daher im Gegensatz zu Silber keine Diffusion des Lichtes. Meist sind 2 MA etwa 5 Sek. lang zur Abscheidung notwendig, weit mehr als nach dem Faradayschen Gesetz für eine solche Schicht sich berechnet.

Palladium.

Zwei Palladiumplatten werden sorgfältig poliert, was wegen der geringen Härte große Sorgfalt erfordert. Bringt man sie in den Trog, in den eine verdünnte Schwefelsäure ($^1/_{10}$ normal) gefüllt wird, so bedecken sich die Platten nach einiger Zeit mit einer braunen Schicht von Palladiumoxydul, wodurch sich das Reflexionsvermögen bedeutend verschlechtert.

Wird dagegen eine Platte mit etwa 0,0001 A. anodisch polarisiert, so unterbleibt an dieser die Bildung der Oxydschicht, die Reflexion ist dann ungeändert.

Hier liegt also ein sicher und auch leicht beobachtbarer Fall von Passivierung vor, der gerade eine Oxydbildung verhindert. Man kann demnach die Passivierung nicht auf eine Oxydhaut zurückführen. Wird dann einer der Spiegel kathodisch polarisiert, so ist bei kleinen Wasserstoffmengen, die sofort vom Palladium aufgenommen werden, eine Änderung des Reflexionsvermögens nicht sicher wahrnehmbar. An einer Platte ist allerdings stets eine Vermehrung der Reflexion um etwa 3,0 Proz. vorhanden gewesen, die schon bei molekularen Mengen auftritt, bei größeren Mengen aber nicht erheblich gewachsen ist; an der andern Platte war nur eine schwache Vermehrung um etwa 0.5 Proz. vorhanden. Bei Passivierung stellt sich dagegen stets auf 0.2 Proz. der gleiche Wert ein. Wasserstofflegierungen können demnach optisch nicht sicher konstatiert werden; bei Palladium scheinen sie eine geringe Verbesserung der Reflexion zu bewirken, solange die Wasserstoffmenge nicht so groß ist, daß das Palladium quillt und dadurch die Spiegelfläche verdorben wird. Diese Quellung geht, wenn sie nicht zu stark war, nach Aufhören der Wasserstoffentwicklung wieder zurück und nach längerer Beladung mit Sauerstoff und Passivierung erhält man wieder für die Platte den ursprünglichen Wert des Reflexionsvermögens.

Chrom.

Zwei Spiegel aus sehr reinem Chrom wurden sorgfältig poliert, da die Substanz sehr spröde ist, muß mit feinem Pulver lange poliert werden, um eine gute, dann allerdings vorzüglich reflektierende Fläche zu erhalten. In den Trog wurde eine gesättigte Jodkaliumlösung gegossen.

Auch hier zeigte sich wie bei Palladium, daß die nichtpolarisierte Platte sehr langsam sich mit einer äußerst dünnen Schicht überzog, und ihr Reflexionsvermögen um etwa 7 Proz. verschlechterte. Wurde dagegen die Platte passiviert, so blieb das Reflexionsvermögen ungeändert.

Wird die Platte kathodisch behandelt, also aktiviert, so verschlechtert sich das Reflexionsvermögen um 2,5 bis 3,0 Proz. Bei Passivieren kehrt es wieder auf den ursprünglichen Wert zurück. Die Jodschlieren müssen durch Rühren entfernt werden. Dieser Versuch läßt sich be-

1) Fr. Fischer, Berichte d. nat. Ges. Freiburg 15, 1. 1904.

liebig oft wiederholen; das Reflexionsvermögen des passiven Chroms ist um etwa 2,5—3,0 Proz. besser als das des aktiven.

Bei Chrom scheint also die nach der Elektronentheorie zu erwartende Verbesserung der Reflexion durch Passivierung vorhanden zu sein. Vielleicht hängt dies mit den chemischen Eigenschaften des Chroms zusammen, in dem der mehrwertige passive Zustand nicht wie bei den andern Metallen nur labil und an der Oberfläche möglich ist, sondern auch in das Innere des Metalls eindringt und durch diesen Einfluß auf mehrere Molekülschichten auch optisch wirksam wird.

Nickel.

Die Nickelspiegel waren aus neuem starken Reinnickelblech hergestellt und konnten vorzüglich poliert werden. Als Elektrolyt wurde eine neutrale Lösung von NaH_2PO_4 gesättigt angewandt. Beim Passivieren mit 5 Milliampere verschlechterte sich das Reflexionsvermögen der passivierten Platte (nach Abwischen der Sauerstoffblasen) um 4%; nach Abstellen des Stromes trat nach 15 Sekunden der alte Wert wieder ein. Bei Stromstärken von 14 und 22 Milliampere war die Erscheinung genau dieselbe, nur dauerte das Verschwinden der Verschlechterung etwas länger, etwa 30 Sekunden bis 1 Minute.

Bei kathodischer Polarisation trat genau dieselbe Erscheinung auf, auch hier trat während und kurz nach der Polarisation eine Verschlechterung des Reflexionsvermögens um 4% ein, die nach Aufhören des Stromes in etwa der gleichen Zeit wieder verschwand.

Aus der Tatsache, daß die Änderung bei anodischer und kathodischer Beladung dieselbe war und auch wieder verschwand, läßt sich mit großer Wahrscheinlichkeit schließen, daß sie auf Bildung sehr kleiner Gasblasen beruhte. Da eine solche Ausbildung der Gasblasen sich nur an Nickelplatten beobachten ließ, scheint diese für das Nickel charakteristisch zu sein.

Eine Bildung einer Oxydschicht konnte schon deshalb nicht der Grund sein, weil die Verschlechterung von selbst verschwand, während in allen Fällen (vgl. z. B. Palladium und Aluminium), wo eine Oxydschichtbildung beobachtet wurde, die Verschlechterung der bekannten Stabilität einer solchen Oxydschicht halber eine bleibende war. Aktives und passives Nickel zeigen demgemäß in den Fehlergrenzen dasselbe Reflexionsvermögen.

Aluminium.

Die Aluminiumspiegel waren wegen der Weichheit des Metalles nicht absolut schwarz zu bekommen. Mit den ziemlich gut polierten Spiegeln wurden in einer gesättigten Lösung von Natriumsulfat folgende Resultate erhalten. Bei Stromschluß war die Stromstärke von 8 MA sofort auf 3 zurück, dabei ging das Reflexionsvermögen des anodisch polarisierten Spiegels um etwa 7% zurück, bei nochmaligem Stromschluß um 11%.

Diese Änderung war bleibend, durch Abwischen wurde das *R V* etwas besser, der Spiegel wurde dann ohne Einschaltung von Widerstand in den Stromkreis von 2 Akkumulatoren eingeschaltet, die Stromstärke war momentan 0.03 Ampere, die nach $^1/_2$ Sek. auf 2 Milliampere zurückgingen, dabei stellte sich eine dauernde Verschlechterung des Reflexionsvermögens um 9% ein.

Diese Versuche beweisen, daß die Bildung einer isolierenden Schicht optisch sehr wohl wahrgenommen werden kann.

Fassen wir die Resultate vorliegender Versuche kurz zusammen, so hat sich folgendes ergeben:

1. Kohärente Oxydschichten von molekularer Dicke sind optisch bemerkbar.

2. Nichtkohärente Schichten beeinflussen das Reflektionsvermögen eines Metallspiegels schon bei Mengen, die als Schicht ausgerechnet in die unterste Grenze des Molekulardurchmessers fallen.

3. PbO_2 bildet eine kohärente Oxydschicht, Metalle (*Ag*, *Zn*, *Cu*) scheiden sich nicht als kohärente Schichten ab.

4. Die Einstellung einer Platinplatte auf das Kupferpotential in einer mit Kuprosalz gesättigten Kupfervitriollösung bewirkt keine optische Änderung, kommt also nicht von einer Legierungsbildung her.

5. Palladium wird in verdünnter Schwefelsäure unter Bildung eines braunen Oxydes angegriffen, anodische Polarisation verhindert diesen Angriff. Die Legierungsbildung mit Wasserstoff läßt sich optisch nicht sicher nachweisen.

6. Auf Nickelspiegeln bewirkt anodische und kathodische Polarisation (*O*- und *H*-Entwicklung) eine gleichgroße Verschlechterung des Reflexionsvermögens, welche von selbst rasch verschwindet; diese kommt wahrscheinlich davon her, daß das Gas in sehr kleinen Blasen sich abscheidet.

7. Passives Chrom in *KJ*-Lösung passiviert, zeigt ein besseres Reflexionsvermögen als aktives, nicht elektrisch polarisierte Chromspiegel überziehen sich in *KJ*-Lösung mit einer schlecht reflektierenden Schicht, die sich nur schwer abwischen läßt, passives Chrom ist von keiner Oxydschicht bedeckt.

8. Aluminiumspiegel bedecken sich bei anodischer Polarisation sofort mit einer schlecht reflektierenden, bleibenden Hydroxydschicht.

(Eingegangen 19. September 1906.)

Diskussion.

Ruer (Göttingen): Die optischen Methoden, selbst die Ultramikroskopie, sind meines Wissens noch nicht zu solcher Feinheit gediehen, um molekulare Dimensionen wahrzunehmen. Aus diesem Grunde scheint mir der Beweis, daß die niedergeschlagene Bleisuperoxydschicht gleichmäßig ist, nicht erbracht. Auf optischem Wege ist das eben z. Z. nicht möglich. Solange aber der Beweis für die Gleichmäßigkeit der niedergeschlagenen Bleisuperoxydschicht nicht geführt ist, ist die Berechnung der Dicke derselben nach dem Faradayschen Gesetze und weiterhin der Schluß, daß man Schichten von molekularer Dicke optisch nachweisen könne, natürlich nicht zulässig.

Koch (Stuttgart): Daß bei der Polarisation eine Oberflächenveränderung, also wohl auch eine Schichtbildung, stattfindet, glaube ich, haben meine Versuche gezeigt, denn die Reibung an Platinflächen, die polarisiert sind, ändert sich; und zwar vermehrt die Sauerstoffpolarisation die Reibung, während Wasserstoffpolarisation sie vermindert; eine Schicht muß also meiner Meinung nach wegen der Änderungen der Reibungskonstante doch vorhanden sein.

Vortragender: Ich habe immer nur von optischer Homogenität der Schicht gesprochen. Die ist nachgewiesen durch das Fehlen einer Diffusion des Lichtes bei Beobachtung senkrecht zur Richtung der Lichtstrahlen. Ich glaube nicht, daß die Ansicht Herrn Ruers, daß so dünne Schichten optisch nicht wirksam sind, sich halten läßt. Mein Freund Königsberger hat diese Möglichkeit auch theoretisch nachgewiesen; ich werde die Publikation dieser Arbeit veranlassen, damit jeder Zweifel, ob solche dünnen Schichten möglich sind, behoben wird.

Siedentopf (Jena): Wenn die mittleren Inhomogenitäten der Fläche klein werden gegen die Wellenlänge des Lichtes, wird eine solche Fläche als Spiegel keine Diffusion des Lichtes geben. Es liegt das daran, daß bei diesen kleinsten Teilchen die Intensität des abgebeugten Lichtes mit der sechsten Potenz ihres Radius abnimmt. Die Korngröße der durch Diffusion des Lichtes noch nachweisbaren Ungleichheiten ist für verschiedene Substanzen ferner verschieden nach ihrer Dielektrizitätskonstante und ihrem Leitungsvermögen. Bei Gold tritt praktisch ein Aufhören der Diffusion des Lichtes ein und kolloidale Goldlösungen erscheinen optisch leer auch bei der feinsten ultramikroskopischen Prüfung bei einer Teilchengröße unter etwa 1 $\mu\mu$. Bei Gold könnten daher nur noch Unebenheiten unter dieser Größe bestehen geblieben sein. Damit sind wir aber schon viel näher den molekularen Dimensionen, als Herr Ruer annimmt. Es käme also nur noch darauf an, ob maximale Unebenheiten von dieser Kleinheit noch eine Rolle hier spielen können.

Ruer: Soweit ich Sie verstanden habe, ist auch Ihren Ausführungen nach durch die mitgeteilten Versuche nicht bewiesen, daß die Bleisuperoxydschicht homogen ist, wenn sie auch optisch so erscheint.

Siedentopf: Es kommt eben darauf an, wie unhomogen sie sein kann, und ob das überhaupt noch eine Rolle spielt.

Bose (Danzig): Es gibt einen einfachen elektrochemischen Grund, warum diese großen Inhomogenitäten nicht vorhanden sein können. Die Änderungen des Reflexionsvermögens steigen, wie vorhin mitgeteilt, zunächst linear an, und das scheint mir ein Beweis dafür zu sein, daß die dünne, neue Schicht sich zunächst an einzelnen Stellen bildet und sich allmählich bis zum völligen Bedecken der Elektrode ausdehnt. Dann wird das Potential des Spiegels bei gleichmäßiger Stromzufuhr nahe linear geändert, bis die ganze Fläche bedeckt und nunmehr eine völlig andere Oberfläche mit anderem Potential vorhanden ist. Elektrochemisch wäre es widersinnig, daß sich statt eines derartigen Vorganges von vornherein große Unregelmäßigkeiten ausbilden sollten. Handelte es sich z. B. um die Abscheidung von Bleisuperoxyd, so würde der zwischen diesem und der noch unveränderten Oberfläche bestehende Potentialunterschied bei der weiteren Elektrolyse bewirken, daß die Stromlinien nach der noch unveränderten Elektrodenfläche zusammen gedrängt werden. Dieser elektrochemische Grund spricht dafür, daß solche Unhomogenitäten nicht vorhanden sind.

Ruer: Zieht man das elektrochemische Verhalten, in unserem Falle also die von den Herren Königsberger und Müller gemessenen Potentialwerte, in Betracht, so scheinen mir die mitgeteilten Zahlen weit eher dafür zu sprechen, daß sich zuerst überhaupt keine Bleisuperoxydschicht auf der Elektrode niedergeschlagen hat. Die volle elektromotorische Kraft des Bleisuperoxyds wird bei einer (mittleren) Schichtdicke von 4,2 $\mu\mu$ erreicht, bei einer wenig geringeren Schichtdicke (3,34 $\mu\mu$ gleich dem 0,8fachen des obigen Wertes) finden sie schon 0,07 Volt weniger, bei dem 0,2fachen des obigen Wertes 0,6 Volt weniger. Vorausgesetzt, daß die mitgeteilten Zahlen Messungen von Gleichgewichten darstellen, müßte man nach unseren Erfahrungen über Elektrodenpotentiale erwarten, daß beispielsweise eine Verringerung der Schichtdicke von 4,2 auf 3,34 $\mu\mu$ praktisch keine Verminderung der elektromotorischen Kraft bewirken würde.

Bose: Auch bei beliebig unhomogener Verteilung eines metallisch leitenden Niederschlages

auf einer Elektrode wird man immer ein Mittelpotential bekommen, bis zu welchem die kurzgeschlossenen Komponenten sich gegenseitig polarisieren.

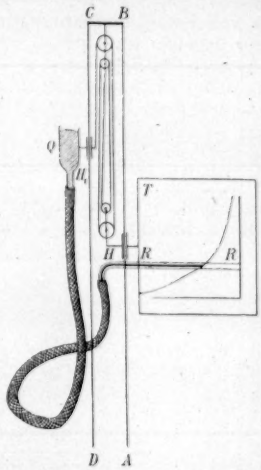
Vortragender: Die Ansicht des Herrn Bose wird dadurch gestützt, daß manchmal schon bei geringer Stromstärke und kürzerer Dauer eine Änderung beobachtet wurde. Das spricht dafür, daß zunächst in einem Punkte der Niederschlag erfolgt, dann sich die Schicht bildet und linear ausbreitet. Liegt der Anfangspunkt im Gesichtsfeld des Photometers, wird die Änderung schon sofort bemerkt; daß sich eine anfänglich sehr annähernd gleichmäßige Schicht bildet, geht daraus hervor, daß diese anfängliche sprungweise Änderung, auch wenn sie früh auftritt, zunächst bis Ablauf von 5" konstant bleibt und dann erst die weitergehende Änderung eintritt. Daß man kleine Unterschiede unter 1 $\mu\mu$ nicht sehen kann, ist zweifellos; deswegen habe ich den Ausdruck „optisch homogen" gebraucht. Ich habe gesagt, daß die Oxydschichten, die man zur Erklärung der Passivität heranziehen will, dieselben Eigenschaften haben wie die hier hergestellten. Andere, wie Eisenglanz, haben bekanntlich auch ein kleines Reflexionsvermögen, und würden sich bei ähnlichen Dicken, wie das Bleisuperoxyd, bemerkbar machen. Es scheint mir also der Beweis gelungen, daß eine derartige Oxydschicht optisch wirksam ist. Nur falls gezeigt wird, daß ein Oxyd existiert, das metallisch reflektiert, läßt sich die Passivität durch eine Schicht eines solchen erklären. Ehe das aber nicht nachgewiesen ist, kann ich meine Behauptung, daß eine Oxydschicht nicht der Grund des passiven Verhaltens ist, aufrecht erhalten.

Hermann J. Reiff (Wetzlar), Die Demonstration des Boyle-Mariotteschen Gesetzes.

Vor einiger Zeit habe ich in der Zeitschrift für den physikalischen und chemischen Unterricht eine Vorrichtung beschrieben, mit der sich in einfacher Weise an der — vertikal verschiebbaren — Wandtafel des physikalischen Lehrzimmers die Beziehung zwischen Volum und Druck eines Gases bei konstanter Temperatur, also das Boyle-Mariottesche Gesetz, in kontinuierlichem Gange demonstrieren läßt.

Wenn auch die Vorbereitung dieser Versuchsanordnung ziemlich geringe Mühe und Zeit erfordert, so schien es mir doch wünschenswert, den Apparat so auszugestalten, daß er ohne weiteres gebrauchsfertig aus der Sammlung genommen und zum Unterricht verwendet werden kann. Dies ist dadurch erreicht worden, daß die Einzelteile an einem genügend hohen — je nach dem gewünschten Demonstrationsbereich — Stativ vereinigt werden.

An einer Stativstange AB ist in einer Hülse H eine leichte Tafel T auf und abwärts verschiebbar, ebenso ein Quecksilbergefäß Q in H' an CD. Quecksilbergefäß Q und Tafel T sind durch einen Flaschenzug derart verbunden,



daß Q aufsteigt, wenn T sinkt und umgekehrt, das Wegeverhältnis beider ist 1 : 4, so daß also die Tafel um ein Viertel des Barometerstandes herabsinkt, wenn Q um den ganzen Barometerstand gehoben wird.

Mit Q kommuniziert ein Kapillarrohr RR, das an einer dritten Stange vor T fest angebracht ist.

Sperrt man nun in RR, bei gleichstehendem Niveau in Q und RR, eine Luftmenge von der Länge $^1/_4$ Barometerstand ab, und zeichnet — wie in der Figur — auf T ein Koordinatensystem mit derselben Einheit so auf, daß bei der Tafelbewegung das Ende von RR an der Ordinate entlang geht und RR selbst Parallele zur Abszisse im Abstand 1 ist, so folgt bei Bewegung der Tafel T oder des Gefäßes Q der Quecksilbermeniskus im Rohr RR der Hyperbel $p \cdot v = c$ und demonstriert damit in kontinuierlichem Gange das Boyle-Mariottesche Gesetz (Demonstration).

Ein besonderer Vorzug dieser Art der Demonstration scheint mir darin zu liegen, daß den Schülern — und dies ist besonders wichtig bei Anstalten, die im mathematischen Unterricht sehr beschränkt sind — auf diese Weise ganz unmittelbar vor Augen geführt werden kann, wie durch eine Kurve die Beziehung

zweier Größen dargestellt wird. Wenn es wünschenswert erscheint, kann hier anknüpfend in wenigen Worten die Methode der graphischen Darstellung erläutert werden.

Eine ähnliche Methode, die von U. Behn seinerzeit vorgeschlagen wurde, ist leider auf einen sehr zerbrechlichen Apparat angewiesen, welcher bei Annäherung an die Grenzen seines Demonstrationsbereiches wegen Dichtungsschwierigkeiten entweder sehr schwer zu bedienen oder ungenau ist.

Der Apparat wurde mir von Arthur Pfeiffer in Wetzlar hergestellt, ist dieser Firma geschützt und von ihr zu beziehen.

Man vergleiche hierzu:

H. J. Reiff, Zeitschr. f. d. physik. u. chem. Unterricht **19**, 230ff., 1906.
U. Behn, ibidem **16**, 131, 1903.
F. Kiebitz, ibidem **19**, 24, 1906.

(Eingegangen 28. September 1906.)

D. Vorländer (Halle a. S.), Über neue kristallinisch flüssige Substanzen (mit Lichtbildern).

Bei kristallinisch-flüssigen Substanzen bildet sich beim Schmelzen zwischen der kristallinisch-festen und der isotrop-flüssigen Phase eine zweite flüssige Phase, die meist doppelbrechend ist; die Substanz schmilzt beim Erhitzen zweimal und erstarrt auch umgekehrt beim Erkalten zweimal:

krist. fest ⟷ krist. flüssig ⟷ isotrop-flüssig
1. Schmpt. 2. Schmpt.

Vortragender hat früher festgestellt, daß diese Erscheinung im engsten Zusammenhang steht mit der chemischen Konstitution der Verbindungen, und daß sie durch dieselben Atomgruppen $C{=}C$, $C{=}N$ u. a. hervorgerufen und begünstigt wird, wie andere physikalische Eigenschaften, Farbe, Lichtbrechung, Drehungsvermögen. Auf Grund dieser Erfahrung wurden vom Vortragenden 26 neue krist.-flüssige Substanzen aufgefunden, deren Verhalten in vieler Hinsicht von den bisher bekannten abweicht. *p*-Anisal-*p*-anisidin und *p*-Anisal-*p*-phenetidin haben die Eigenschaft, nach dem Schmelzen nur dann in den krist.-flüssigen Zustand überzugehen, wenn sie frei von Keimen der festen Phase sind, und wenn sie vor dem Kristallisieren unterkühlt werden; sonst erstarren sie direkt unter Umgehung der krist.-flüssigen Phase zur krist.-festen Masse:

isotrop-flüssig ⟷ krist.-fest
↘ ↗
krist.-flüssig

Eigenartig ist das Verhalten des *p*-Anisal-*p*-amidoacetophenons, welches in einer dunkeln, kristallinischen Flüssigkeit auftritt. Dunkele Kristalltropfen erscheinen vorübergehend (zwischen gekreuzten Nicols) und nach dem Erstarren unter Deckgläschen ist der Tropfen völlig dunkel, wie isotrop aussehend, doch zum Unterschied von der ursprünglichen isotropen Flüssigkeit bei Druck hell werdend; auch der Rand des Tropfens ist hell. Hier liegt eine neue Art kristallinischer Flüssigkeit vor. Besonders deutlich wird der Unterschied zwischen der hell anisotropen und der dunkel anisotropen Flüssigkeit dann, wenn ein und dieselbe Substanz die beiden Arten hervorbringt. Als solche Substanzen sind *p*-Azoxybromzimtsäureäthylester, *p*-Anisal-*p*-amidozimtsäureester und *p*-Acetoxyazobenzolakrylsäureester aufgefunden worden. Diese existieren in einer krist.-festen, zwei krist.-flüssigen und einer isotrop-flüssigen Phase und haben drei Schmelzpunkte bez. Übergangspunkte:

krist.-fest ⟷ hell krist.-flüssig
(1. Schmpt.)
⟷ dunkel kr.-flüssig ⟷ isotrop-fl.
(2. Schmpt.) (3. Schmpt.)

In der Anisal-*p*-amidobenzoesäure wurden 2 krist.-feste, eine krist.-flüssige und eine isotrop-flüssige Phase entdeckt.

Zum ersten Male ist es gelungen, flüssige Kristalle mit geraden Kanten und Winkeln zu beobachten und zu photographieren, so daß ein wesentlicher Unterschied im Wachstum der Kristalle oder in der Gestaltungskraft (nach O. Lehmann) des flüssigen und des festen Aggregatzustandes nicht mehr existiert.

(Eingegangen 24. September 1906.)

Diskussion.

Bose: Ich möchte nur darauf hinweisen, daß es vielleicht nicht ganz sicher ist, daß es sich hier bei der sog. dunkeln kristallinischen Flüssigkeit um eine Anisotropie handelt. Glas ist bekanntlich kein anisotroper Körper, aber bei Druck erfolgt auch Aufhellung, das Glas wird doppelbrechend. Diese Tatsache einer Aufhellung auf Druck sagt also nicht aus, daß die Substanz eine anisotrope Flüssigkeit gewesen ist. Auch bei einer Flüssigkeit kann so etwas eintreten, wenn die innere Reibung groß genug ist, um ein momentanes Ausweichen zu verhindern. In dem engen Raum zwischen Objektträger und Deckglas könnte auch bei nur mäßiger Viskosität die Aufhellung auf Druck erfolgen.

Freilich würde es sich dann um zwei isotrope Modifikationen einer und derselben

flüssigen Substanz handeln, und das wäre auch etwas Neues und sogar etwas überaus Interessantes, denn man kennt bisher keine Flüssigkeit in zwei isotropen Modifikationen.

Vortragender: Es ist kein Zweifel an der Anisotropie der Substanz. Denn auch wenn man das Deckgläschen wegnimmt, ist eine trübe, doppelbrechende Flüssigkeit sichtbar. Ein Zweifel an der Anisotropie dieser neuen Zwischenphase kann also nicht existieren. Der Druck ist für uns nur ein Mittel, um den isotropen und dunkel anisotropen Zustand zu unterscheiden; eine isotrope Flüssigkeit bleibt bei Druck stets dunkel.

Siedentopf (Jena): Nach O. Lehmanns Meinung ist die dunkle kristallinische Phase pseudoisotrop. Durch die Richtkraft des Deckglases stellen sich die doppelbrechenden Teilchen mit ihrer optischen Achse parallel der Mikroskopachse und erscheinen dann dunkel zwischen gekreuzten Nicols. Wenn das aber eine sekundäre Erscheinung wäre, so entsteht die Frage, ob diese Erscheinung als besondere Phase anzusprechen ist.

Vortragender: Wir haben es unzweifelhaft mit einer neuen Phase zu tun, welche für sich getrennt neben der isotropen und auch neben der hell kristallinischen Flüssigkeit auftritt.

Siedentopf (Jena): Einen exakten Nachweis darüber würde etwa die Messung der Doppelbrechung ergeben.

Vortragender: Die nähere Untersuchung dieser Körper ist, wie Sie ja wissen, noch in Aussicht.

E. Wedekind (Tübingen), Über eine mit grüner Chemilumineszenz verbundene Reaktion.

Reaktionen, die mit prächtiger Lumineszenz ablaufen, hat neuerdings Trautz studiert; besonders bekannt ist die schöne feuerrote Lumineszenz, die bemerkbar wird, wenn man ein Gemisch von Formaldehyd und Pyrogallol mit konz. Wasserstoffsuperoxyd (sogen. Perhydrol) behandelt. Eine prachtvolle grüne Reaktionslumineszenz beobachtete der Vortragende zufällig, als er ätherische Lösungen von Chlorpikrin $Cl_3C(NO_2)$ und Phenylmagnesiumbromid $C_6H_5Mg \cdot Br$ zusammenbrachte. Der Versuch ist deswegen instruktiv, weil die grüne Flamme sich unter Äther befindet, ohne daß letzterer sich entzündet. Das erwartete Nitrotriphenylmethan $NO_2 \cdot C(C_6H_5)_3$ konnte nicht erhalten werden; aus dem Reaktionsgemisch ließ sich bisher nur Diphenyl isolieren.

(Eingegangen 18. September 1906.)

E. Wedekind (Tübingen), Über magnetische Verbindungen aus unmagnetischen Elementen.

Als magnetische Stoffe waren bis vor kurzem nur Eisen und die dem Eisen nahestehenden Metalle Nickel und Kobalt bekannt. Es ist das Verdienst Heuslers, zuerst gezeigt zu haben, daß gewisse Legierungen des Mangans, welches an sich unmagnetisch ist, magnetisierbar sind. Der Vortragende hat schon vor einiger Zeit magnetische Manganverbindungen dargestellt und über deren Eigenschaften auf der vorjährigen Versammlung der deutschen Bunsengesellschaft zu Karlsruhe berichtet. Die genannten Verbindungen sind nach bestimmten stöchiometrischen Quantitäten zusammengesetzt und enthalten als zweite Komponente Elemente, wie Bor, Antimon, Phosphor u. a., welche ebenfalls an sich nicht magnetisch sind. Sehr bemerkenswert ist die Tatsache, daß die genannten Substanzen einen ziemlich starken remanenten Magnetismus besitzen, und daß sowohl die kompakten Stücke als auch die gepreßten Pulver als permanente Magnete wirken. Ein Präparatenglas, das mit dem magnetisierten Manganboridpulver gefüllt und an einem Kokonfaden aufgehängt ist, stellt sich in den magnetischen Meridian ein. Schüttelt man das Gläschen, so verschwinden die Pole und damit die Richtfähigkeit. Im weiteren Verlauf der Untersuchung hat sich gezeigt, daß die Magnetisierbarkeit unter den Manganverbindungen viel verbreiteter ist, als man vermuten konnte; besonderes Interesse verdient die Verbindung des Mangans mit dem Wismut, welche stark magnetisch ist, obwohl das Wismut ein typisch diamagnetisches Metall ist. Manche Manganverbindungen sind an sich unmagnetisch, werden aber merkwürdigerweise durch Erhitzen auf hohe Temperatur magnetisierbar; hierher gehört das Schwefelmangan und die Verbindung von Mangan und Arsen. Auch das Mangankarbid ist schwach magnetisch. Das entsprechende Silicid Mn_2Si ist hingegen nicht magnetisierbar, selbst wenn es hoch erhitzt wird. Sehr interessant gestaltete sich die Untersuchung der Manganstickstoffverbindungen; es zeigte sich, daß man eine Magnetisierung des Mangans durch elementaren bzw. gebundenen Stickstoff (Ammoniakgas) bei den Temperaturen des Gasofens nicht erreichen kann, wohl aber bei ca. 2000° und bei Anwendung von Ammoniak. Das erhaltene mattgraue Produkt enthält nur sehr wenig Stickstoff (ca. 6 Prozent), zeigt aber ganz veränderte Eigenschaften, denn es springt an den Magneten wie Eisen. Eine sehr wichtige Rolle scheinen bei diesen Magnetisierungen die hohen Temperaturen (von 2000—2300°) zu spielen, denn es gelang, unter diesen Bedingungen Mangan auch

im Sauerstoffstrom in den magnetischen Zustand überzuführen. Auch ein Salz des Mangans ist magnetisch, und zwar das wasserfreie Manganjodür; da letzteres sehr hygroskopisch ist[1]), so läßt sich das Phänomen nur vorübergehend beobachten. Von einigen magnetischen Manganverbindungen wurden mit Hilfe der magnetometrischen Methode Magnetisierungskurven aufgenommen; mit den pulverförmigen Substanzen konnte man bis zur Sättigung kommen, mit den geschmolzenen nicht. Am stärksten magnetisch ist das Manganantimonid $MnSb$; es folgen dann die Manganboride. Eisen ist zwar noch stärker magnetisch, aber die Permeabilität der genannten Manganverbindungen ist doch ungefähr von derselben Größenordnung wie diejenige des Eisens. Gewisse Verbindungen des Chroms, wie das Chromborid CrB scheinen ebenfalls, wenn auch in geringerem Grade, magnetisierbar zu sein.

Auf Grund der Existenz von magnetischen Legierungen und Verbindungen aus unmagnetischen Komponenten und auf Grund der Tatsache, daß auch unmagnetische Legierungen aus magnetischen Metallen erhalten worden sind, bekundet sich der Magnetismus als eine molekulare Eigenschaft, welche den atomistischen im Eisen, Nickel und Kobalt an die Seite zu setzen ist. Über die Gründe, warum gerade bestimmte Manganverbindungen magnetisch sind bezw. durch Erhitzen erst diese Eigenschaft annehmen, kann man z. Zt. noch keine bestimmte Meinung äußern. Die angewandten hohen Temperaturen scheinen jedenfalls nicht im Sinne einer Energiezufuhr zu wirken, sondern eher chemisch in der Weise, daß die magnetisch-stabilen Manganverbindungen gebildet werden; letztere sind in der Regel die manganreichsten. Im übrigen ist darauf hinzuweisen, daß diejenigen Elemente, welche entweder als solche oder in Form von gewissen einfach zusammengesetzten Verbindungen ferromagnetische Eigenschaften besitzen bezw. erwerben können, also Chrom, Mangan, Eisen, Kobalt und Nickel im periodischen System nebeneinander stehen. Es ist daher wahrscheinlich, daß nur in dieser Gruppe — event. also noch bei dem links vom Chrom stehenden Vanadium — ferromagnetische Eigenschaften vorkommen.

(Eingegangen 18. September 1906)

Diskussion.

Rudolf H. Weber (Heidelberg). Ich möchte den Herrn Vortragenden fragen, ob es ihm gelungen ist, MnB und MnB_2 voneinander rein getrennt zu untersuchen.

Vortragender: Das ist mir — soweit magnetische Messungen in Frage kommen — leider nicht gelungen.

Weber: Vor kurzem hat ein Amerikaner, ich weiß augenblicklich den Namen nicht, eine Arbeit veröffentlicht, worin behauptet wird, daß das MnB magnetischer ist, das MnB_2 dagegen nicht.

Vortragender: Das ist nicht der Fall. Qualitativ sind beide untersucht worden, und zeigten sich beide magnetisierbar; eine vollkommene Trennung der beiden Boride ist allerdings schwierig.

K. R. Koch (Stuttgart), Über die Radioaktivität einiger Mineralquellen Württembergs. Nach den Untersuchungen von Herrn A. Heurung.

Nachdem eine Reihe von Untersuchungen von Mineralquellen der Erde auf ihre Radioaktivität ausgeführt sind, lag es nahe, diese Untersuchung auch auf die zahlreichen Mineralquellen Württembergs auszudehnen. Es lag nicht in der Absicht, sämtliche Mineralquellen Württembergs der Untersuchung zu unterziehen, wir begnügten uns vielmehr, uns auf die bekannteren und namentlich die wegen ihrer behaupteten Heilwirkung berühmteren zu beschränken.

Die Untersuchung führte Herr cand. math. A. Heurung nach den bekannten Methoden aus. Der Einfachheit und Bequemlichkeit ihrer Anwendung wegen wurde die von Engler und Sieveking angegebene Modifikation der Untersuchungsmethode von Himstedt benutzt, da ich mich durch Parallelversuche überzeugte, daß weder das direkte einfache Einfüllen in den Beobachtungsapparat, noch der schmale Luftspalt, der der Stange des Zerstreuungskörpers den Durchtritt in den Apparat gestattet (durch den also der Zerstreuungskörper von dem zur Erde abgeleiteten Beobachtungsapparat isoliert ist) irgendwie in Betracht kommende wesentliche Verluste des Emanationsgehaltes mit sich brachte.

Das zu untersuchende Wasser wurde von Herrn Heurung selbst in Flaschen mit Patentverschluß den Quellen entnommen, sofort nach Stuttgart transportiert und mit einigen Ausnahmen innerhalb 12 bis höchstens 24 Stunden nach der Entnahme untersucht. Für die Untersuchung wurde, da es sich um schwach radioaktive Wasser handelte, 1 Liter benutzt. Die Korrektur für die induzierte Radioaktivität ist nicht anzubringen, da nach der Benutzung der Apparat mit inaktivem Wasser ausgespült wurde

1) Das Verhalten von Pulvern im magnetischen Feld ist bekanntlich schlecht definiert; entscheidend können daher nur Messungen von kompaktem Material sein. Da die magnetometrische Methode bisher insofern nicht befriedigte, als es nicht gelang, bis zur Sättigung zu kommen, so sollen die endgültigen Messungen mit Hilfe einer anderen Methode vorgenommen werden.

und mindestens 1 Tag lang offen stand; außerdem wurde für die Berechnungen jeweils nur die I. Beobachtungsreihe eines Satzes benutzt, vor der der Apparat eine längere Zeit unbenutzt und offen gestanden hatte; die zwei anderen Reihen dienten mehr dazu, etwaige grobe Fehler, die sich unbemerkt eingeschlichen haben konnten, aufzufinden; im ganzen ergaben aber die drei Reihen bis auf einige Prozente übereinstimmende Werte. Trotzdem glaube ich doch, daß eine Angabe dem Resultate des auftretenden Stromes in 1000 E. S. E. auf eine Dezimalstelle, also in zwei Ziffern hinreichend ist, da mehrere Versuche zeigten, daß die Radioaktivität einer Quelle sich zeitlich stark ändern kann, da, wie auch von anderer Seite schon bemerkt, die Beimischung von Tagwassern die Radioaktivität bedeutend herunterzusetzen vermag.

Es gibt deshalb die nachfolgende Tabelle durchaus keine absolute Gewähr dafür, daß tatsächlich die Mineralquellen genau in der Reihenfolge, in der sie in dem Verzeichnis aufgeführt sind, in bezug auf die Stärke ihrer Radioaktivität rangieren; im großen und ganzen dürfte jedoch diese Folge richtig sein.

Name der Quelle	$i \cdot 10^3$ in E.S.E.	Name der Quelle	$i \cdot 10^3$ in E.S.E.
Göppinger Sauerbrunn.	3,1	Niedernauer Stahlquell.	1,4
Jebenhauser Quelle . .	2,9	Feinacher Hirschquelle	1,1
Mergentheimer Karlsquelle	2,4	Berger Mineralwasser (Nenners Bad) . .	1,05
Liebenzell, Trinkquelle hinter d. unteren Bad	1,9	Niedernauer Bergquelle	1,0
Liebenzell, Kl.-Wildbad	1,85	Leuze (Inselbad) . .	0,7
Wildbad	1,85	Kannstatt, Kursaal .	0,55
Liebenzell, unteres Bad (im Hause)	1,7	Offenauer Salzbrunnen	0,5
Quelle zwisch. Faurndau und Jebenhausen .	1,5	Eyach-Sprudel . . .	0,5
Göppinger Staufenbrunnen	1,4	Überkingen-Sprudel .	0,5
		Göpping. Grundwasser	0,5

Die außerdem noch untersuchten Quellen von Steinheim, die Schwefelquelle in den Kgl. Anlagen bei Stuttgart, die Quellen in Bad Boll, in Beinstein, der Salzbrunnen in Hall usw., zeigten keine größere Radioaktivität als das Quellwasser, das aus dem laufenden offenen Brunnen im Hof der technischen Hochschule stammt.

Selbstverständlich ist bei den Zahlen der Tabelle der Normalverlust, etwa 15 Volt pro Stunde des Elektroskops (wenn also der Apparat mit 1 Liter destilliertem ausgekochten Wasser gefüllt war), überall in Abzug gebracht und auch die Restaktivität des Wassers mit 3 Proz. nach v. Traubenberg und Himstedt hinzugefügt.

Auch wurde in bekannter Weise die Natur der Radioaktivität durch Feststellung der Abklingungskurve von mir bestimmt; aus der Form der Kurve ist man berechtigt, auf Radioaktivität zu schließen; ob natürlich außerdem noch andere schnell abklingende Aktivität vorhanden ist, konnte bei diesen Versuchen nicht ermittelt werden, da die Untersuchungen immer erst einige Stunden nach der Entnahme aus der Quelle stattfanden. Auch die Beobachtung, daß die Aktivität des in den verkorkten Flaschen aufbewahrten Wassers in vier Tagen auf die Hälfte abnimmt, deutet auf Radioaktivität als Quelle der Emanation (vgl. C. R, 138, S. 1150, 1904, Arbeit von Curie und Laborde).

Aus den mitgeteilten Daten folgt, daß die Radioaktivität der von uns untersuchten Mineralquellen Württembergs sich im allgemeinen in bescheidenen Grenzen hält, die großen Werte anderer Mineralquellen, z. B. der Bütt- und Murquelle in Baden-Baden ($i \cdot 10^3$ = etwa 100 bezw. etwa 25 E. S. E.), der Quellen von Gastein (Elisabethenquelle $i \cdot 10^3$ = etwa 140 . E. S. E., Grabenbäckerquelle $i \cdot 10^3$ = 150 . E. S. E.), werden bei weitem nicht erreicht.

Interessant mag es sein, daß diejenigen Quellen, die im Volk sich einer gewissen Beliebtheit erfreuen und auch von der Wissenschaft als heilkräftig angesehen werden, also von Göppingen, Mergentheim, Liebenzell, Wildbad, Niedernau, Teinach, die verhältnismäßig größte Radioaktivität besitzen.

Stuttgart, Physik. Institut, September 1906.

(Eingegangen 19. Oktober 1906.)

Diskussion.

Sieveking: Ich möchte fragen, ob die Bemerkung, daß die Messungen um 3 Uhr, 4 Uhr, 5 Uhr andere Werte ergeben, sich auf Messungen mit dem Elster-Geitelschen Apparat bezieht oder auf Messungen mit dem von Engler und mir angegebenen Apparat.

Vortragender: Ich scheine mißverstanden. Wenn das Wasser um 3 Uhr, 4 Uhr oder um 5 Uhr entnommen wird, bekommt man unter Umständen andere Werte; auf den Apparat kommt es dabei nicht an. Ich wollte mit meiner Bemerkung nur sagen, daß die Messungsresultate nicht sehr genau sind. Es handelt sich um die Zeit des Abfüllens des Wassers, nicht um den Apparat. Es ist ja auch von anderer Seite, ich glaube, auch schon von Ihnen, darauf hingewiesen worden, daß die Radioaktivität der Quellen mit den Tageszeiten schwankt.

Gustav Looser (Essen), Unterrichtsapparate.

Der Vortragende führte den verbesserten Zusatzapparat zum Doppelthermoskope speziell

für strahlende Wärme (hergestellt von der Firma Leybold Nachf., Köln) vor. Es handelt sich um neue Brenner für leuchtende und direkte Wärmestrahlen, sowie Einfügung von Reflektoren in den Gang der Strahlen zur Erzeugung einer energischeren Bestrahlung. Der Apparat soll in einem der nächsten Hefte der Zeitschr. für phys. u. chem. Unterr. näher beschrieben werden. An zwei Versuchen, Unterschied der Absorption von hellen und dunklen Wärmestrahlen durch Glas und Absorption von Wärmestrahlen an blanken und berußten Metallflächen, wurde die Wirksamkeit der neuen Anordnung gezeigt. Die übrigen Versuche wurden kurz angedeutet. Hierauf zeigte der Redner noch den Versuch, Wärme durch Schütteln von Quecksilber zu erzeugen.

Zweiter Gegenstand des Vortrages war die Vorführung eines neuen „Taupunktfinders", wie der Vortragende seinen Apparat nennt. Er vermeidet die Übelstände des Daniellschen dadurch, daß die durch Äther abgekühlte Metallplatte seitlich in den Raum hinausragt und weniger abgekühlt wird, so daß sie nicht beschlägt und als Vergleichsobjekt blank bleibt. Der Äther kann durch Gummigebläse oder durch Leuchtgas verdunstet werden. Unter der durch Äther abgekühlten Kammer befindet sich noch eine andere, die mit dem Doppelthermoskop verbunden werden kann und dann gebraucht wird, wenn das Instrument nicht zum Beobachten, sondern als Demonstrationsapparat dienen soll. Der beschriebene Apparat wurde zuerst im April 1901 öffentlich vorgeführt. Er wird von Hans Hilgers (Bonn) angefertigt. Genauere Beschreibung ist erfolgt in der genannten Zeitschrift 15, Heft 5.

(Eingegangen 12. Oktober 1906.)

Diskussion.

Spies (Posen): Ich möchte den Vortragenden fragen, ob ihm das Hygrometer von Alluard bekannt ist. Das scheint mir dieselbe Konstruktion zu sein; es wird jetzt viel von Meteorologen benutzt und ist auch in manche Lehrbücher übergegangen. Ich habe es auch in mein Lehrbuch aufgenommen, ebenfalls zu dem Zweck, endlich das Daniellsche Hygrometer zu verbannen.

Vortragender: Der Apparat von Alluard ist mir nicht bekannt. Dagegen ist ein anderer auf ähnlichem Prinzip, ich glaube, von Lambrecht, gebaut worden, ich weiß nicht, ob vor oder nach meinem Taupunktfinder. Über die Priorität mache ich mir kein Kopfzerbrechen; mir kommt es auf die Beseitigung des Daniellschen Hygrometers an, dessen Klischee trotz seiner Mängel nach wie vor durch alle Bücher geht. Ich habe meinen Apparat im April 1901 vorgeführt und ein Jahr vorher ausführen lassen.

Koestler (Wiesbaden): Wieviel steigt bei dem Quecksilberversuch die Flüssigkeit? Wenn es so gering ist, könnte man es auch durch die Erwärmung bei der fortwährenden Biegung und Dehnung des Verbindungsschlauches beim Schütteln erklären.

Vortragender: Diesen Einwand, ob durch die Reibung der Luft oder durch die Deformation des Schlauches Wärme entstehen könne, habe ich mir selbst gemacht, als ich den Versuch anstellte. Ich habe deshalb genaue Kontrollversuche angestellt. Ich ließ zu dem Zwecke einen gleichen Apparat ohne Quecksilber herstellen, der genau in derselben Weise geschüttelt wurde. Hierbei wurde festgestellt, daß weder die Reibung der Luft, die Verbiegung des Schlauches, noch die wärmende Wirkung der Hand sich bemerkbar machte; zu letzterem Zweck habe ich den Versuch zuerst mit Handschuhen angestellt. In der vorgeführten Form scheint der Versuch allerdings nicht ganz einwandfrei; es könnte ein Gegenversuch so angestellt werden, daß gleichzeitig ein Apparat ohne Quecksilber gemacht und mit diesem zugleich geschüttelt würde. Ich würde diese Einrichtung auch getroffen haben, aber die physikalischen Kabinette der Schulen sind nicht sehr geneigt, viele Doppelapparate anzuschaffen. Zudem läßt sich der Kontrollversuch mit jeder andern leeren Kapsel machen.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Der a. o. Professor der Mathematik Dr. phil. Georg Landsberg in Breslau ist in gleicher Eigenschaft an die Kieler Universität **berufen** worden.

Ernannt wurden der Privatdozent der organischen Chemie Professor Dr. J. Tambor in Bern zum a. o. Professor der Farbenchemie, der a. o. Professor der Astronomie v. Oppolzer in Innsbruck zum o. Professor, der Zivilingenieur Rudolf Hundhausen in Berlin-Halensee zum o. Professor für spezielle Technologie an der Technischen Hochschule zu Dresden, der a. o. Professor Dr. Franz Streintz an der Technischen Hochschule Graz zum o. Professor der Physik, der a. o. Professor an der deutschen Universität in Prag Dr. Joseph Ritter Geitler von Armingen zum a. o. Professor der Physik an der Universität Czernowitz.

Dem ord. Professor der Physik der Universität Würzburg, Dr. Wilhelm Wien, wurde der Titel und Rang eines Geheimen Hofrates verliehen.

Gestorben ist der Professor der Mathematik an der Universität Berlin Hugo Herwarth im 65. Lebensjahre, in Piacenza am 29. September der Physiker und Mathematiker Professor Dr. Bracciforti, der Professor der Chemie an der Universität Athen Dr. Anastasius Christomanos im 65. Lebensjahre, der Professor der Chemie in St. Petersburg Dr. Friedrich Konrad Beilstein.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.